

# Détection de charge par réflectométrie radio fréquence dans un transistor CMOS

par

Joffrey Rivard

Mémoire présenté au département de physique  
en vue de l'obtention du grade de maître ès science (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES  
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 21 mai 2021

Le 21 mai 2021

*le jury a accepté le mémoire de M. Joffrey Rivard dans sa version finale.*

Membres du jury

Professeure Eva Dupont-Ferrier  
Directrice de recherche  
Département de physique

Professeur Ion Garate  
Membre interne  
Département de physique

Professeur Jeffrey Quilliam  
Président rapporteur  
Département de physique

À mes parents

# Sommaire

Les qubits de spin dans le silicium sont d'excellents candidats pour les processeurs quantiques à grande échelle en raison de leur long temps de cohérence combiné à la compatibilité avec les lignes de fabrication CMOS industrielle. La lecture de spin est obtenue par conversion spin-charge en utilisant un transistor monoélectronique (SET) à proximité du qubit. Cela nécessite de nombreuses connexions supplémentaires et limite la mise à l'échelle du système. Une nouvelle méthode de détection de charge par réflectométrie radio fréquence offre une alternative compacte en usant d'un seul contact pour contrôler et lire le qubit. La partie critique de cette mesure consiste à obtenir une adaptation d'impédance à basse température entre le circuit résonant et la ligne radio fréquence. Ceci est dû à la dépendance en température de chacun des composants du circuit résonant et à la variabilité de la capacité d'échantillon à échantillon.

Ce mémoire présente la mise en place d'une chaîne de mesure de détection de charge par réflectométrie radio fréquence à basse température ainsi que des mesures effectuées par ce montage sur un SET CMOS. Le premier chapitre décrit le principe de réflectométrie radio fréquence et les éléments théoriques permettant l'analyse poussée des données. Le deuxième chapitre porte sur le développement du montage expérimental comportant des mesures de caractérisation à 4 K. Finalement, le troisième chapitre présente les mesures de détections de charge d'un SET CMOS en réflectométrie radio fréquence à 10 mK.

La chaîne de mesure réflectométrie radio fréquence est un gain considérable pour l'équipe d'Eva Dupont-Ferrier. Elle permet la détection de charge sur une grande variété d'échantillons et peut servir comme outil de caractérisation pour l'amélioration des dispositifs fabriqués par l'équipe.

# Remerciements

Avant de commencer à parler d'électrons, de circuit résonant et de frigo à dilution, j'aimerais faire quelques remerciements aux gens qui m'ont aidé à accomplir le travail de ce mémoire.

Tout d'abord, j'aimerais remercier ma directrice Eva Dupont-Ferrier pour m'avoir pris comme premier étudiant de son groupe. C'est une opportunité d'apprentissage qui est très précieuse à mes yeux. Démarrer une nouvelle équipe de recherche dans un nouveau pays n'est certainement pas une tâche facile et voir Eva foncer au travers les obstacles, apprendre, s'adapter et construire son groupe aux couleurs de ses membres tout en partageant sa passion de la physique fut une immense source d'inspiration pour moi. Merci pour ta confiance, les discussions partagées et surtout, de m'avoir poussé à me dépasser.

Je remercie également Clément Godfrin pour son aide et son amitié. J'ai passé la majeure partie de ma maîtrise avec Clément à monter le laboratoire et discuter de divers sujets. Il y avait une grande confiance entre nous deux et la collaboration était naturelle. Merci pour les belles discussions, ton expérience et ta résilience disciplinée face aux défis de la recherche.

Merci à Alexei Orlov de m'avoir introduit à la réflectométrie. Eva l'avait invité pour deux semaines de manipulation et ce furent deux grandes semaines. J'ai vraiment apprécié de travailler et de rire avec lui.

Merci aux membres du groupe qui sont arrivés en cours de route. Le doc duo Claude et Alexandre pour votre implication et votre complicité. Youcef pour les présentations de fab. Julien pour les milles et une question. Merci à tous les stagiaires qui sont passés dans l'équipe.

Je remercie aussi Christian Lupien pour son savoir et son talent en laboratoire. Il m'a appris énormément et m'a sortie plus d'une fois d'impasses expérimentales. Merci à Sarah et Michael pour les soudures, les dessins, les coups de main, les idées et les marches. Merci à Frédéric et Benoît pour leur talent à la forge. Merci à Bobby et

Stéphane pour l'approvisionnement en liquide froid et tous les services rendus. Merci à Gabriel pour les conseils électroniques.

Je souhaite remercier l'équipe de Bertrand Reulet pour leur aide généreuse. Merci à Bertrand pour les nombreux prêts d'appareils de laboratoire. Merci à Edouard pour son jus de cerveau à résoudre certains de mes problèmes expérimentaux. Merci à J-O pour son aide en informatique et ses connaissances de faits divers. Je remercie aussi l'équipe de Michel Pioro-Ladrière pour leurs conseils et expertises.

Merci à ma famille et mes amis pour leur support durant cette période de ma vie. Mes parents pour m'avoir encouragé dans tous mes projets et m'avoir appris à travailler. Mes colocos pour me sortir un peu de la physique. Ma copine Virginie pour son énergie et son amour.

Finalement, je tiens à souligner l'apport financier de l'Institut quantique, du Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG) et du Fonds de recherche du Québec - Nature et technologies (FRQNT) qui ont permis la réalisation de ce projet.

# Table des matières

<b>Sommaire</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Principe de réflectométrie radio fréquence</b>	<b>4</b>
1.1 Ligne à transmission et coefficient de réflexion . . . . .	5
1.2 Détection de charge . . . . .	6
1.3 Capacité non linéaire . . . . .	7
1.4 Circuit RLC . . . . .	7
1.5 Admittance complexe et taux tunnel . . . . .	10
<b>2 Développement et optimisation de la chaine de mesure</b>	<b>14</b>
2.1 Montage expérimental . . . . .	14
2.2 Dépendance en température . . . . .	17
2.2.1 Capacité . . . . .	18
2.2.2 Résonance du circuit LC . . . . .	18
2.2.3 Échantillon . . . . .	19
2.3 Ajustement <i>in-situ</i> de l'impédance à basse température . . . . .	22
<b>3 Mesure d'un transistor à très basse température en régime de blocage de Coulomb</b>	<b>26</b>
3.1 Montage . . . . .	27
3.2 Transport et réflectométrie . . . . .	29
3.3 Régime dissipatif et dispersif . . . . .	33
3.4 Sensibilité de charge . . . . .	42
<b>Conclusion</b>	<b>45</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>48</b>

# Liste des figures

1.1	Schéma d'un SET en blocage de coulomb. Un îlot se forme sous la grille (G) et est connecté au drain (D) et la source (S) par des jonctions tunnel. La grille contrôle le potentiel sur l'îlot. Pour certaines valeurs de tension de grille, un courant source-drain est mesuré. . . . .	6
1.2	Simulation d'adaptation d'impédance du modèle théorique d'une mesure en réflectométrie radio fréquence sur une grille d'un SET. La figure (a) présente le circuit d'une grille (échantillon) intégré dans un circuit RLC et connecté à une ligne 50 $\Omega$ . $R_m$ représente la résistance des lignes et $C_p$ la capacité parasite. L'échantillon est modélisé par $\Delta C$ et $\Delta R$ représentant son admittance complexe. L'inductance $L$ est modélisée par le circuit de la figure (b) provenant du fabricant. Les valeurs des composants sont aussi données par le fabricant et $R_{VAR}$ varie en fonction de la fréquence. Les figures (c) et (d) montrent les simulations sans et avec l'adaptation d'impédance respectivement. Les lignes verticales montrent la fréquence de résonance $F_0$ des courbes bleues. Les courbes orange ont une différence de capacité de 10 fF par rapport aux courbes bleues. $\Delta \Gamma$ est la différence du coefficient de réflexion entre une courbe bleue et une courbe rouge à la fréquence de résonance. (c) Le circuit simulé et (d) le circuit réel de l'inductance. Le coefficient de réflexion est calculé entre la ligne 50 $\Omega$ et le reste du circuit (équation 1.1). . . .	9
2.1	Montage de la canne de trempage à 4 K. (a) L'ensemble de la canne. (b) Le bout de la canne de trempage portant le Bias-Tee à gauche et le coupleur à droite. (c) Le schéma électrique du montage de réflectométrie RF pour mesurer un SET à 4 K. L'échantillon à tester sera placé sur le support en cuivre pour être thermalisé et connecté via le PCB (d). Au centre du PCB se trouve une puce de la microélectronique (carré rouge) comprenant un SET sondé. Juste à sa droite, il y a l'inductance (rond jaune), suivi par la capacité (rond vert) et un peu plus loin, le circuit de capacité variable. En haut et en bas du PCB se trouvent les connecteurs DC double servant à connecter et protéger l'échantillon. . . . .	17



2.2	Mesure d'une capacité de 1.8 nF en fonction de la température pour différentes fréquences. . . . .	19
2.3	Coefficient de réflexion du circuit résonant sans échantillon en fonction de la fréquence pour différentes températures allant de 300 K à 4 K. L'adaptation d'impédance se produit à une fréquence de 290 MHz. . . .	20
2.4	Minimum du coefficient de réflexion de deux circuits résonants sans échantillon en fonction de la fréquence pour différentes températures allant de 300 K à 4 K. Les deux circuits possèdent la même valeur d'inductance, mais ont un condensateur différent. L'adaptation d'impédance se produit à la même fréquence, mais pas à la même température. . . .	21
2.5	Évolution en température du coefficient de réflexion du circuit résonant avec un échantillon. La courbe rouge présente $\Gamma$ à 300 K et la courbe bleue à 4 K. Le minimum des courbes rouge et bleu est la fréquence de résonance. La courbe verte suit l'évolution du minimum du coefficient de réflexion, soit la fréquence de résonance, entre 300 K et 4 K. . . . .	22
2.6	Montage des mesures à 4 K avec le circuit de capacité variable intégré au PCB. La capacité du varactor (Var) varie en fonction de la tension $V_{var}$ . La résistance de 250 $\Omega$ est utilisée pour que $V_{var}$ n'affecte pas la tension continue appliquée sur la grille. La résistance de 1 M $\Omega$ et le condensateur de 2.5 nF forment un filtre RC passe-bas coupant à 60 Hz. Ce filtre garantit que l'excitation RF n'est pas appliquée à la source produisant la tension $V_{var}$ . . . . .	24
2.7	Évolution en température du coefficient de réflexion du circuit avec varactor défectueux à température cryo. (a) Les mesures expérimentales à différentes températures. En bas de 15 K la résonance change de forme et finit par disparaître. (b) Une simulation du circuit avec l'ajout d'une résistance aux bornes du varactor pour modéliser un gel des porteurs. . .	24
2.8	Paramètre S21 du montage de la figure 2.6 en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de $V_{var}$ . L'insert présente les résultats en échelle linéaire. . . . .	25
3.1	Schéma de montage des mesures à 10 mK. Ce montage permet des mesures de sauts de charge en réflectométrie via le lock-in ZI et de transport via le lock-in SR830. . . . .	28
3.2	Signal réfléchi en fonction de la fréquence pour différentes températures lors du refroidissement. Le montage est celui présenté à la figure 3.1. Les courbes passent du rouge (300 K) jusqu'au bleu foncé (10 mK). . .	29
3.3	Diagrammes de stabilités d'un SET. Les trois mesures sont prises simultanément. La première (a) est une mesure de transport. Les deux autres sont l'amplitude (b) et la phase (c) d'une mesure de réflectométrie.	30

3.4	Diagrammes de stabilités d'un SET avant le seuil. Les trois mesures sont prises simultanément. La première (a) est une mesure de transport. Les deux autres sont l'amplitude (b) et la phase (c) d'une mesure de réflectométrie. . . . .	32
3.5	Schéma d'un SET en blocage de coulomb avec un piège électronique à proximité. Un îlot se forme sous la grille (G) et est connecté au drain (D) et la source (S) par des jonctions tunnel. Le piège n'est pas couplé à l'îlot, il n'y a donc pas de courant possible au travers, mais son couplage capacitif à la grille permet une détection par réflectométrie RF d'un saut de charge sur celui-ci. . . . .	32
3.6	Simulation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour le circuit 1.2(a). (a) Amplitude du coefficient de réflexion pour deux valeurs de $\Delta C$ . (b) La phase du coefficient de réflexion pour deux valeurs de $\Delta C$ . (c) Amplitude du coefficient de réflexion pour deux valeurs de $\Delta R$ . (d) La phase du coefficient de réflexion pour deux valeurs de $\Delta R$ . . . . .	34
3.7	Diagrammes de stabilités en réflectométrie (amplitude (a) et phase (b)) et en transport (c) montrant trois transitions électroniques. Celle du centre (verte) apparaît fortement en phase et celle de droite (violette) apparaît fortement en amplitude. La résonance autour de ces deux transitions est présentée aux figures 3.8 et 3.9. . . . .	35
3.8	Résonance autour de la transition électronique du centre des figures 3.7. (a) Amplitude de la résonance à une tension de grille hors transition (bleu) et sur la transition (orange). (b) Différence des courbes du graphique (a) ainsi que des tensions intermédiaires. (c) Phase de la résonance à une tension de grille hors transition (bleu) et sur la transition. (d) Différence des courbes du graphique (c) ainsi que des tensions intermédiaires. . . . .	36
3.9	Résonance autour de la transition électronique de droite des figures 3.7. (a) Amplitude de la résonance à une tension de grille hors transition (bleu) et sur la transition. (b) Différence des courbes du graphique (a) ainsi que des tensions intermédiaires. (c) Phase de la résonance à une tension de grille hors transition (bleu) et sur la transition. (d) Différence des courbes du graphique (c) ainsi que des tensions intermédiaires. . . . .	37
3.10	Signal RF réfléchi en fonction de la tension de grille autour de transition électronique. (a) et (b) sont présenté en phase et (c) en amplitude. Un ajustement d'une fonction $\cosh^{-2}$ a été fait sur chacune des courbes (ligne rouge) afin d'extraire la température électronique (équations 1.20 et 1.21). La carte montrant ces transitions est présentée à la figure 3.11. . . . .	38
3.11	Diagramme de stabilité en réflectométrie en amplitude (a) et en phase (b) montrant diverses transitions. Les lignes de couleur présentent les transitions sélectionnées pour calculer la température électronique et le taux tunnel. . . . .	40

3.12	Variation de capacité (a) et de conductance (b) en fonction du taux tunnel. Les courbes bleues sont décrites par les équations 1.21 et 1.20. Les points de couleurs sont les données expérimentales provenant des transitions présentées à la figure 3.11. . . . .	41
3.13	Schéma de montage pour les mesures de sensibilité de charge. . . . .	43
3.14	Spectre montrant les bandes latérales de la mesure de sensibilité de charge en réflectométrie. Le pic central correspond à l'excitation RF envoyée à la fréquence de résonance $f_{exc} = 271.6$ MHz. Les pics de part et d'autre du pic central sont les bandes latérales causées par la modulation. Elles apparaissent à des fréquences $f_{exc} - f_{exc}$ et $f_{exc} + f_{exc}$ lorsque la modulation est centrée autour d'une transition, c'est-à-dire lors d'un déplacement de charge. . . . .	43

# Introduction

L'invention du transistor est un point important dans l'histoire des technologies modernes. Proposé en 1925 par Julius Edgar Lilienfeld, ce n'est qu'à partir de 1955 que les transistors sont intégrés aux processeurs des ordinateurs [1] et depuis lors, leurs performances n'a cessé d'augmenter. Aujourd'hui encore, le transistor CMOS (*Complementary metal oxide semi-conductor*) demeure la technologie privilégiée pour la fabrication de nos ordinateurs [2]. Le principal avantage du transistor CMOS repose sur sa capacité d'intégration à très grande échelle [3]. De plus, le progrès relatif à cette technologie a permis de réduire la taille des transistors et doubler leur densité dans un processeur tous les deux ans [4], augmentant ainsi sa puissance de calcul. Cependant, cette envolée technologique atteint finalement une limite fondamentale en raison de la taille des transistors. Située à l'échelle nanométrique, leur dimension les rend sensibles aux effets quantiques, empêchant leur bon fonctionnement. Le concept de l'ordinateur quantique tend donc à contrer cette limite en proposant un nouvel encodage de l'information [5]. Cette future technologie vise à exploiter l'enchevêtrement et la superposition d'états quantiques afin d'effectuer des tâches impossibles à réaliser par un ordinateur classique.

La première étape nécessaire à la création de l'ordinateur quantique consiste à définir la pièce unitaire d'encodage, à savoir le qubit. Ce dernier est un système quantique où des états peuvent être contrôlés, lus et mis en superposition [6]. Plusieurs systèmes ont été proposés pour l'implémentation du qubit et parmi les plus avancés on y retrouve les qubits supraconducteurs [7–9], les ions piégés [10] et les qubits de spin [11–15]. Bien que chacun possède ses propres avantages, les qubits de spin se démarquent, entre autres, par l'aspect de la mise à l'échelle, un critère essentiel à la création d'un processeur quantique. Cet avantage réside sur sa possible fabrication

sur du silicium, une technologie déjà exploitée par les ordinateurs classiques [16]. En effet, les plus petits transistors CMOS de l'industrie ne pouvant fonctionner classiquement en raison des effets quantiques indésirables deviennent néanmoins des boîtes quantiques à basse température grâce au phénomène du blocage de Coulomb (transistor monoélectronique) [17–27]. Ce type de dispositif peut alors servir à la création d'un qubit de spin.

Les qubits de spin fonctionnent en encodant l'information dans le spin électronique ou nucléaire [13, 28, 29]. Dans un dispositif CMOS, le spin d'encodage est soit celui d'un dopant situé dans le canal ou soit celui d'un électron piégé dans le canal. Dans les deux cas, la méthode utilisée pour la lecture du spin exploite un mécanisme de conversion spin-charge [15, 30]. Toutefois, cette lecture est très sensible aux impuretés du transistor agissant comme piège à électron. Le bon fonctionnement d'un qubit de spin sur silicium nécessite donc un dispositif détectant des charges uniques, à la fois pour mesurer le spin et détecter les impuretés. Le dispositif de détection de charge actuellement le plus utilisé est un transistor monoélectronique à proximité du qubit [14, 31–34]. Cette solution pose cependant un problème important la mise à l'échelle du qubit de spin. L'ajout d'un second dispositif CMOS augmente considérablement le nombre de connexions. Or, la mise à l'échelle du qubit de spin constitue son principal avantage. Heureusement, il existe une autre méthode de détection de charge plus récente : la réflectométrie radio fréquence.

La détection de charge par réflectométrie radio fréquence fonctionne par le biais d'une électrode couplée capacitivement à la boîte quantique. Cette électrode peut être la source, le drain ou la grille du transistor servant déjà au contrôle des états de charge favorisant ainsi la mise à l'échelle du qubit de spin. De plus, en raison de son fonctionnement haute fréquence, la détection de charge par réflectométrie permet une mesure plus rapide [35] et moins affectée par le bruit  $1/f$  [36] qu'une mesure par transistor monoélectronique. Elle permet aussi une détection de défauts [37] et de donneurs [38, 39] dans des dispositifs. En dehors du domaine de l'informatique quantique, la détection de charge par réflectométrie peut donc également servir à améliorer la fabrication de dispositifs quantiques [40].

Le travail de ce mémoire est consacré à l'élaboration d'une chaîne de mesure de réflectométrie radio fréquence permettant la détection de charges dans un dispositif

CMOS. Ceci implique une compréhension des notions théoriques, le développement de divers circuits électroniques à très basse température (4 K et 10 mK) ainsi que des mesures de détection de charge sur des transistors CMOS à l'état de l'art, afin d'établir la validité et les propriétés de la mesure par réflectométrie.

Le premier chapitre présente le principe de la mesure de détection de charge, des notions de base sur l'électronique haute fréquence ainsi qu'une modélisation de l'admittance complexe d'un transistor monoélectronique. Le second chapitre porte sur le développement de la chaîne de mesure comprenant la conception d'un circuit imprimé, la fabrication d'une canne de trempage pour des mesures à 4 K, des mesures préliminaires pour évaluer la dépendance en température des composants et l'optimisation du circuit électronique. Le dernier chapitre présente un ensemble de mesures de réflectométrie et de transport réalisées sur un transistor monoélectronique CMOS à 10 mK. Ces mesures comprennent des diagrammes de stabilité, la détection d'impuretés et une comparaison quantitative de la sensibilité de charge des deux méthodes. Enfin, une analyse des données de réflectométrie permet d'extraire des propriétés essentielles des dispositifs CMOS à très basse température comme la température électronique et le taux tunnel.

## **Chapitre 1**

# **Principe de réflectométrie radio fréquence**

L'objectif de ce projet est de détecter le déplacement de charge dans un transistor MOS par réflectométrie radio fréquence. Ce chapitre décrit qu'est-ce que la réflectométrie puis explique par quels mécanismes la détection de charge est possible et quel montage expérimental permet d'effectuer cette mesure.

Tout d'abord, qu'est-ce que la réflectométrie ? La réflectométrie est une technique non destructive qui utilise la réflexion d'une onde sur une surface ou une interface afin de caractériser ou de détecter un objet. L'onde peut être de nature électromagnétique ou mécanique (sonore). Pour des ondes électromagnétiques, la gamme de fréquences est très importante et va déterminer le montage utilisé et la taille d'objet détecté. Par exemple, la réflectométrie optique (principe du Radar) va détecter des changements d'indice de diffraction tandis que la réflectométrie radio fréquence (RF) va détecter des changements d'impédance.

## 1.1 Ligne à transmission et coefficient de réflexion

La réflectométrie RF se fait dans des circuits électriques en envoyant un courant alternatif RF. Cette gamme de fréquences se situe entre 300 MHz et 300 GHz, ce qui équivaut, en termes de longueur d'onde, à 1 m et 1 mm, respectivement. À cette échelle, les effets de déphasage dû aux dimensions des éléments du circuit (connecteurs, composants discrets, lignes, ect.) ne peuvent pas être négligés comme lors d'une analyse DC, rendant la résolution des équations de Maxwell difficile [41]. Une méthode simple d'analyse consiste à considérer le signal RF comme une onde se propageant et subissant des réflexions dans le circuit. À chaque variation d'impédance, une partie d'un signal RF est réfléchi. Puisque l'impédance dépend en grande partie de la géométrie du circuit, un circuit conçu pour de basses fréquences dissipera entièrement la puissance d'un signal RF en réflexion. C'est pourquoi, en électronique haute fréquence, les lignes électriques sont remplacées par des lignes à transmission.

Une ligne à transmission est une ligne électrique ayant la même impédance caractéristique sur une longue distance permettant de transmettre une puissance d'un signal RF d'un point  $a$  à un point  $b$ . Elle est constituée de deux conducteurs séparés par un isolant, l'un porte le signal et l'autre est à la masse. L'impédance caractéristique des lignes est choisie selon un standard, soit de 50  $\Omega$ . Les lignes à transmission éliminent une grande majorité des réflexions. Celles restantes peuvent être décrites par un coefficient de réflexion définie par l'équation 1.1, où  $Z_0$  est l'impédance standard de la ligne à transmission et  $Z$  l'impédance du nouveau milieu [41].

$$\Gamma = \frac{Z_0 - Z}{Z_0 + Z} \quad (1.1)$$

En éliminant la majorité des réflexions, il est possible d'isoler celle provoquée par un dispositif sondé et d'observer comment le coefficient de réflexion change en fonction de divers paramètres. C'est ainsi que fonctionne la réflectométrie radio fréquence de manière générale. La suite va présenter le cas particulier qui nous intéresse, soit la détection de charge.



## 1.2 Détection de charge

L'échantillon étudié est un transistor à électron unique (SET) et permet un contrôle et une lecture de déplacement de charge.

Un SET est un transistor nanométrique qui, à basse température, présente un régime de blocage de coulomb [42]. Dans ce régime, le SET peut être représenté par le schéma simplifié de la figure 1.1. Un îlot pouvant contenir quelques charges se forme sous la grille et est relié au drain et à la source par des jonctions tunnel. Le nombre d'électrons se trouvant sur l'îlot est déterminé par la tension appliquée sur la grille. Le SET est un dispositif très sensible à son environnement électrostatique. C'est pourquoi il est utilisé comme détecteur de charge.

La mesure de déplacement de charge dans un SET se fait normalement par le transport entre le drain et la source par le biais du courant ou de la conductivité. En réflectométrie RF, le déplacement de charge est mesuré par un signal réfléchi sur la grille, le drain ou la source du SET [35]. Effectivement, le mouvement d'un électron va changer momentanément la capacité entre la grille et l'îlot, changeant l'impédance du circuit du SET et donc, du coefficient de réflexion. Le changement de capacité n'est toutefois pas trivial, pour bien comprendre, il faut tout d'abord voir l'origine d'une capacité non linéaire.

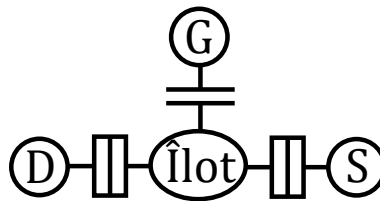


FIGURE 1.1 – Schéma d'un SET en blocage de coulomb. Un îlot se forme sous la grille (G) et est connecté au drain (D) et la source (S) par des jonctions tunnel. La grille contrôle le potentiel sur l'îlot. Pour certaines valeurs de tension de grille, un courant source-drain est mesuré.

## 1.3 Capacité non linéaire

La capacité d'un condensateur est définie par  $C = Q/V$  où  $Q$  est la charge et  $V$  la tension aux bornes du condensateur. Généralement, la capacité est constante pour une géométrie donnée, car la charge va augmenter linéairement avec la tension appliquée. Toutefois, lorsque la charge du condensateur est résolue aux quanta d'énergie, la relation entre  $Q$  et  $V$  n'est plus linéaire et  $C$  n'est donc plus constante. La capacité totale peut alors être écrite comme  $C_{tot} = C + C_q$  où  $C$  est la capacité constante définie précédemment et  $C_q = \frac{dq}{dV}$  est la capacité non linéaire qui apparaît lors d'un déplacement d'une charge  $q$ .

Dans un SET, la grille est reliée à l'îlot par une capacité  $C_g$ . Lorsqu'une charge tunnel sur l'îlot, une capacité  $C_q$  s'ajoute à  $C_g$  ayant pour effet de changer l'impédance  $Z$  du SET et par conséquent, changer le coefficient de réflexion. Le signal réfléchi devrait donc, en théorie, changer au moment d'un mouvement de charge. Cependant, la grille d'un SET est un composant de très haute impédance ( $> 100M\Omega$ ). Donc, malgré le changement d'impédance généré par la capacité non linéaire, le coefficient de réflexion donnée par l'équation 1.1, se verra pratiquement inchangé. L'astuce est alors d'intégrer le SET à un circuit résonant RLC.

## 1.4 Circuit RLC

Un circuit RLC, ou circuit résonant, est caractérisé par une fréquence de résonance  $f_0$ , un facteur de qualité  $Q$  et une impédance  $Z$ . À la fréquence de résonance, l'énergie envoyée dans le circuit est stockée soit dans le champ électrique du condensateur, soit dans le champ magnétique de l'inductance. La fréquence de résonance est déterminée par la capacité et l'inductance du circuit selon la relation 1.2. Le facteur de qualité est calculé en divisant la  $f_0$  par la largeur à mi-hauteur de la résonance et va être influencé par la valeur de trois composants  $R$ ,  $L$  et  $C$ . L'impédance d'un circuit résonant est dominée par celle de la capacité en dessous de  $f_0$  et par celle de l'inductance au-dessus de  $f_0$ . À la fréquence de résonance, elle est minimale pour un circuit RLC en série.

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{CL}} \quad (1.2)$$

Précédemment, la grille du SET a été modélisée par une capacité pour des raisons de clarté. Toutefois, l'admittance de la grille étant complexe, la capacité ne présente que la partie imaginaire de l'admittance, il faut donc ajouter une résistance en parallèle pour compléter la partie réelle de l'admittance complexe. En représentant ainsi la grille d'un SET, il suffit d'ajouter une inductance pour obtenir un circuit RLC. La figure 1.2(a) montre le modèle utilisé où  $R_m$  est la résistance des lignes et  $C_p$  la capacité parasite. Cette dernière représente l'ensemble des capacités qui ne peuvent pas être contrôlées, par exemple, la capacité des lignes et du circuit imprimé. Afin de simuler le modèle, l'inductance est modélisée par le circuit réel fourni par le fabricant, présenté à la figure 1.2(b). L'échantillon est modélisé par une capacité en parallèle à une résistance. Ce circuit est une approximation d'un circuit beaucoup plus complexe. Il faut noter que le circuit de l'échantillon aurait pu être approximé par une capacité en série avec une résistance, mais les calculs auraient été plus compliqués et auraient donné les mêmes résultats. De plus, il est à noter que, dans ce modèle, aucune distinction n'est faite entre une variation de résistance et une variation de la partie complexe d'une capacité.

Le coefficient de réflexion du circuit en fonction de la fréquence est simulé et présenté à la figure 1.2(c). Elle montre comment une variation de capacité affecte le signal réfléchi (différence de 10 fH entre les deux courbes). En mesurant la variation du coefficient de réflexion à une fréquence  $f$ , il est possible de détecter un déplacement de charge par réflectométrie RF. Par ailleurs, la sensibilité de charge de la mesure n'est pas assurée par n'importe quel circuit RLC. Il faut que l'impédance à  $f_0$  du circuit soit le plus près possible de l'impédance des lignes à transmission connectant le dispositif mesuré et les appareils de mesure, soit en condition d'adaptation d'impédance. Ainsi, le pic de réflexion va être maximal. La figure 1.2(d) montre le même circuit, mais avec une capacité ajoutée, choisie pour ajuster l'impédance. Il est clair, en comparant les deux figures 1.2(c) et 1.2(d), que le signal d'une variation de capacité  $\Delta\Gamma$  est bien plus grand à  $f_0$  sur la figure de droite. Ici, seule une variation de capacité a été présentée, mais un déplacement de charge peut aussi avoir un impact sur la résistance  $\Delta R$  du modèle.

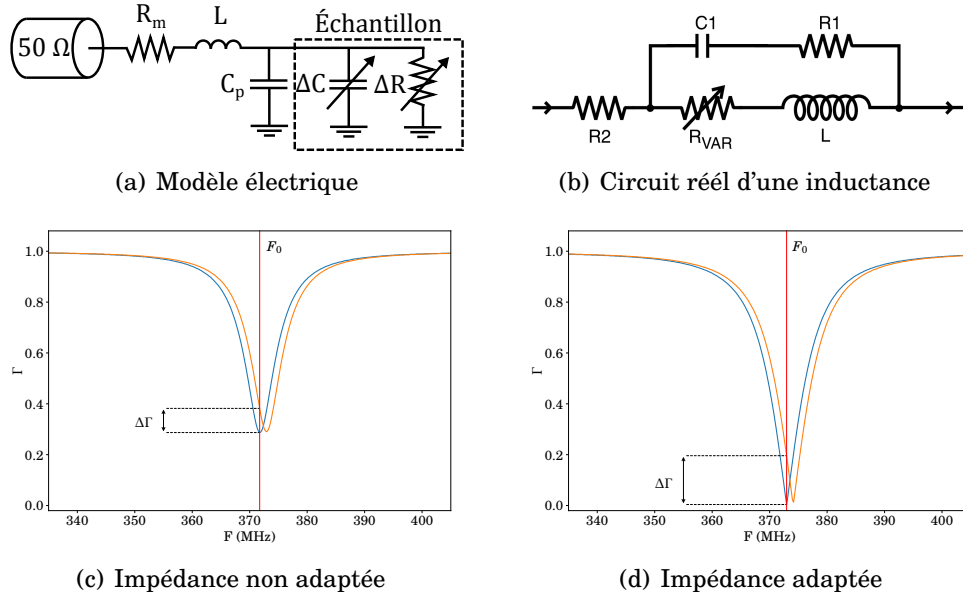


FIGURE 1.2 – Simulation d'adaptation d'impédance du modèle théorique d'une mesure en réflectométrie radio fréquence sur une grille d'un SET. La figure (a) présente le circuit d'une grille (échantillon) intégré dans un circuit RLC et connecté à une ligne  $50\ \Omega$ .  $R_m$  représente la résistance des lignes et  $C_p$  la capacité parasite. L'échantillon est modélisé par  $\Delta C$  et  $\Delta R$  représentant son admittance complexe. L'inductance  $L$  est modélisée par le circuit de la figure (b) provenant du fabricant. Les valeurs des composants sont aussi données par le fabricant et  $R_{VAR}$  varie en fonction de la fréquence. Les figures (c) et (d) montrent les simulations sans et avec l'adaptation d'impédance respectivement. Les lignes verticales montrent la fréquence de résonance  $F_0$  des courbes bleues. Les courbes orange ont une différence de capacité de  $10\ \text{fF}$  par rapport aux courbes bleues.  $\Delta\Gamma$  est la différence du coefficient de réflexion entre une courbe bleue et une courbe rouge à la fréquence de résonance. (c) Le circuit simulé et (d) le circuit réel de l'inductance. Le coefficient de réflexion est calculé entre la ligne  $50\ \Omega$  et le reste du circuit (équation 1.1).

## 1.5 Admittance complexe et taux tunnel

Maintenant que la méthode de mesure par réflectométrie RF a été présentée, voyons mathématiquement le signal réfléchi en fonction du modèle d'admittance complexe présenté à la figure 1.2(a) et des paramètres physiques venant influencer les transitions électroniques d'un SET, soit le taux tunnel et la température électronique. Les démonstrations suivantes proviennent d'un papier de l'équipe de Mark R. Buitelaar [43].

Lors d'une mesure de réflectométrie, le signal réfléchi a une valeur complexe qui peut être affectée de deux manières : une variation d'amplitude et une variation de phase. Puisque les mesures vont être effectuées à l'aide d'un détecteur synchrone, ces deux informations vont être mesurées. En revenant sur le modèle de la figure 1.2(a), voyons comment une variation de  $\Delta C$  et de  $\Delta R$  affecte l'amplitude et la phase du coefficient de réflexion.

Tout d'abord, l'impédance du circuit 1.2(a) peut être écrite en deux termes ; réel et imaginaire.

$$Z_{tot} = \left[ R_m + \frac{\Delta R}{1 + (\omega C_\Sigma \Delta R)^2} \right] + i\omega \left[ L - \frac{C_\Sigma \Delta R^2}{1 + (\omega C_\Sigma \Delta R)^2} \right] \quad (1.3)$$

Où  $C_\Sigma = C_p + \Delta C$ . Les premiers tests expérimentaux indiquent que l'ordre de grandeur de  $C_\Sigma$  est de  $\sim 10^{-11}$  F. Sachant que la résistance  $\Delta R$  est au minimum  $10^8 \Omega$  et que la fréquence de résonance se situe dans les centaines de mégahertz ( $10^8$  Hz), l'approximation  $\omega \Delta R C_\Sigma \gg 1$  peut être appliquée. En ajoutant la substitution  $\omega_0 = 1/(LC_\Sigma)$  (équation 1.2), l'impédance du circuit autour de la fréquence de résonance peut s'écrire ainsi :

$$Z_{tot,res} = R_m + \frac{L}{\Delta R C_\Sigma} + i\omega L - \frac{i}{\omega C_\Sigma} \quad (1.4)$$

Avec l'impédance à la fréquence de résonance, il est possible d'écrire le coefficient de réflexion à résonance.

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{Z_r^2 + Z_i^2 - Z_0^2 + 2iZ_0Z_i}{(Z_r + Z_0) + Z_i^2} \quad (1.5)$$

Où  $Z_r$  et  $Z_i$  sont respectivement la partie réelle et imaginaire de l'impédance à la résonance. L'amplitude et la phase du signal réfléchi sont données par :

$$|\Gamma| = \frac{\sqrt{(Z_r^2 + Z_i^2 - Z_0^2)^2 + (2Z_0Z_i)^2}}{(Z_r + Z_0)^2 + Z_i^2} \quad (1.6)$$

$$\Gamma_\phi = \arctan \frac{2Z_0Z_i}{|Z|^2 - Z_0^2} \quad (1.7)$$

La dernière étape pour obtenir la variation d'amplitude et de phase en fonction de  $\Delta C$  et  $\Delta R$  est de dériver 1.6 et 1.7. Pour un changement de l'amplitude de la réflexion causé par une variation de résistance :

$$\left. \frac{\partial |\Gamma|}{\partial \Delta R} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{2Z_0Q^2}{\Delta R^2} \quad (1.8)$$

Et pour un changement de l'amplitude de la réflexion causé par une variation de capacité :

$$\left. \frac{\partial |\Gamma|}{\partial \Delta C} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{-2Z_0Q^2}{C_\Sigma \Delta R} \quad (1.9)$$

Ces équations montrent que l'amplitude du signal réfléchi est plus affectée par une variation de résistance que de capacité.

Cependant, dans le cas de la phase du signal réfléchi, une variation de résistance a un impact négligeable et seule la variation de capacité fait changer la phase. En approximant la résistance  $R_m$  près de zéro et  $\Delta R$  très grand, on obtient :

$$\left. \frac{\partial \Gamma_\phi}{\partial \Delta C} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{-2Q}{C_\Sigma} \quad (1.10)$$

Voyons à présent l'impact du taux tunnel et de la température sur l'admittance complexe d'un SET. Afin d'effectuer ce calcul, on pose qu'on se situe dans un régime incohérent où le taux tunnel  $\gamma$  est suffisamment petit :  $\hbar\gamma \ll k_B T$ .

Pour un niveau de charge  $\epsilon$  de l'îlot, le taux tunnel d'un électron allant sur et hors est donné par l'équation 1.11 et 1.12 où  $\eta = 2$  est le niveau de dégénérescence,  $f(\epsilon) = 1/\left(1 + \exp \frac{\epsilon - \mu}{k_B T}\right)$  est la fonction de Fermi avec  $\mu$  étant le potentiel chimique et  $\alpha$  est le coefficient de couplage entre la tension de grille  $V_G$  et l'énergie de l'îlot, que l'on nomme le bras de levier.

$$\gamma_{hors} = \gamma(1 - f(\epsilon)) \quad (1.11)$$

$$\gamma_{sur} = \eta\gamma f(\epsilon) \quad (1.12)$$

$$\epsilon(t) = -e\alpha(V_g + V_{RF}e^{i\omega t}) \quad (1.13)$$

De plus, les taux tunnels sont reliés par la variation de probabilité de présence  $P_1$  et d'absence  $P_0$  sur le niveau de la manière suivante :

$$\frac{dP_0}{dt} = \gamma_{hors}P_1 - \gamma_{sur}P_0 \quad (1.14)$$

$$\frac{dP_1}{dt} = \gamma_{sur}P_0 - \gamma_{hors}P_1 \quad (1.15)$$

À énergie thermique  $e\alpha V_{RF} \ll k_B T$ , il est possible de résoudre les équations 1.14 et 1.15. La solution est une fonction hypergéométrique qu'on peut écrire sous forme de somme dont le premier terme donne l'équation 1.16 où  $G = e^{-(e\alpha V_g)/(k_B T)}$ .

$$P_1 \approx \frac{1}{1+G} \left[ 1 - \frac{i\gamma/\omega}{1-i\gamma/\omega} \frac{G}{1+G} \frac{e\gamma V_{RF} e^{i\omega t}}{k_B T} \right] \quad (1.16)$$

La charge déplacée par le voltage de l'excitation RF est donnée par l'équation 1.17.

$$Q_{RF}(t) = e\gamma P_1(t) \quad (1.17)$$

En dérivant la charge  $Q_{RF}$ , on obtient le courant causé par l'excitation RF présentée à l'équation 1.18.

$$I_{RF}(t) = \frac{dQ_{RF}(t)}{dt} = \frac{G}{(1+G)^2} \frac{\omega\gamma}{\omega - i\gamma} \frac{e^2\alpha^2}{k_B T} V_{RF} e^{i\omega t} \quad (1.18)$$

La variation d'impédance causée par l'excitation est calculée avec la loi d'Ohm.

$$\Delta Z = V_{RF} e^{i\omega t} / I_{RF} = \frac{(1+G)^2}{G} \frac{k_B T}{e^2\alpha^2} \frac{\omega^2 + \alpha^2}{\omega\gamma(\omega + i\gamma)} \quad (1.19)$$

Finalement, en supposant que la variation d'impédance est causée par la différence de capacité et de résistance du SET, on égalise l'équation 1.19  $\Delta Z = \Delta R^{-1} + i\omega\Delta C$ . En remplaçant  $(1+G)^2/G$  par  $4\cosh^2(\frac{-e\alpha\Delta V_g}{2k_B T})$ , on obtient les équations 1.20 et 1.21.

$$\Delta R = \frac{k_B T}{e^2\alpha^2\gamma} \left( \frac{\gamma^2}{\omega^2} + 1 \right) 4\cosh^2 \left( \frac{-e\alpha\Delta V_g}{2k_B T} \right) \quad (1.20)$$

$$\Delta C = \frac{e^2\alpha^2}{k_B T} \left( \frac{\omega^2}{\gamma^2} + 1 \right) 4\cosh^{-2} \left( \frac{-e\alpha\Delta V_g}{2k_B T} \right) \quad (1.21)$$

Les équations 1.20 et 1.21 représentent les éléments clés de l'analyse qui sera présentée au chapitre 3 en décrivant la forme du signal réfléchi dans le régime  $h\gamma \ll k_B T$ .

Cela conclut l'ensemble des éléments théoriques pour les mesures de réflectométrie radio fréquence. La suite traitera des aspects expérimentaux.



## Chapitre 2

# Développement et optimisation de la chaîne de mesure

Dans le chapitre précédent, le principe de détection de charge par mesure de réflectométrie a été expliqué. Tout d'abord, des notions de base sur les lignes à transmission et les SET ont été présentées. Puis, les changements de capacité dus à la granularité des charges et le circuit de mesure permettant d'y être sensible ont été abordés. Pour finir, les notions théoriques servant à l'analyse et l'adaptation d'impédance ont été démontrées. Ce chapitre traite de la mise en oeuvre expérimentale de la réflectométrie. Il présentera donc les étapes du développement du circuit en commençant par la conception du circuit imprimé, le choix des valeurs des composants, la dépendance en température du circuit et, pour finir, le développement d'un circuit à capacité variable offrant la possibilité d'ajuster l'impédance *in situ* à basse température.

### 2.1 Montage expérimental

La première pièce du montage expérimental à concevoir est le circuit imprimé (PCB) dont le schéma électrique est présenté à la figure 2.6.  $C_p$  est la capacité parasite qui ne peut être changée,  $L$  est l'inductance du circuit résonant  $LC$  et les autres éléments forment le circuit de capacité variable. Cependant, le circuit est souvent assemblé sous sa forme la plus simple représentée à la figure 3.10(c). Le

PCB doit posséder un espace pour l'échantillon, un circuit résonant radiofréquence pour la mesure de réflectométrie RF et des lignes DC pour connecter les grilles électrostatiques ainsi que des électrodes source et drain afin d'effectuer les mesures en transport. De plus, j'ai conçu ce PCB de façon à être le plus versatile possible afin de permettre d'utiliser la technique de réflectométrie RF pour la mesure de nombreux échantillons dans le groupe. La figure 2.1(d) montre le PCB final. La dimension du PCB et l'emplacement de l'échantillon ont été choisis pour entrer au centre d'une bobine supraconductrice et ainsi avoir la possibilité de mesurer en champ magnétique. Le PCB comprend vingt-six lignes DC et trois lignes RF, dont une est dédiée au circuit résonant pour la réflectométrie RF. Un défi important rencontré avec les dispositifs étudiés est leur grande sensibilité aux décharges électrostatiques (ESD) causant des problèmes lors de la microsoudure et la manipulation des échantillons. La solution que j'ai développée pour protéger les dispositifs des décharges électrostatiques est l'ajout d'une ligne à la masse et d'un connecteur DC double. Chaque ligne DC possède donc deux connecteurs, l'un servant à la mesure et l'autre pouvant être mis à la masse par le biais d'une nouvelle ligne à la masse. Cette solution permet de garder le dispositif à la masse entre les connexions et déconnexions tout au long de la préparation de l'échantillon, jusqu'à ce qu'il soit connecté aux lignes de mesures du cryostat.

J'ai conçu et dessiné ce PCB puis établi les paramètres des composants *LC* du circuit résonnant afin d'adapter l'impédance à la ligne  $50\Omega$ . Une difficulté majeure de ce type de mesure à basse température est l'évolution des valeurs des composants avec la température. Le choix des valeurs des composants se fait selon le protocole suivant :

- **Choix de l'inductance.** En considérant une capacité parasite d'environ 1 pF, la valeur d'inductance doit se situer entre 70 nH et  $2.5\ \mu\text{H}$  pour respecter les limites en fréquence allant de 100 MHz et 600 MHz. La limite maximale en fréquence est imposée par l'appareil de mesure utilisé (lockin Zurich haute fréquence).
- **Mesure de la fréquence de résonance.** La détermination de la fréquence de résonance se fait à l'analyseur de spectre vectoriel (VNA) en mesurant le paramètre S11.
- **Détermination de la capacité parasite.** La principale contribution de la capacité parasite est la capacité entre les lignes et la plaque arrière du PCB.

Avec la fréquence de résonance et le modèle électrique réel de l'inductance donné par le fabricant (1.2(a)), le circuit est simulé pour trouver  $C_p$ . Le logiciel de simulation utilisé est RFSim99.

- **Adaptation d'impédance avec l'ajout d'une capacité.** Avec la même simulation qu'à l'étape précédente, l'adaptation d'impédance est atteinte en ajoutant une capacité au circuit et en ajustant sa valeur jusqu'à ce que l'amplitude du pic de résonance atteigne zéro. Une capacité avec cette valeur est alors ajoutée au PCB.
- **Vérification de l'ajustement d'impédance de la fréquence de résonance.** Si l'adaptation d'impédance n'est pas atteinte, c'est-à-dire que l'amplitude du pic n'atteint pas zéro, il faut changer la capacité  $C$  et mesurer à nouveau.

Bien que les composants aient été choisis pour fonctionner à basse température, il est très rare que ceux-ci possèdent une certification et une fiche technique pour des températures en dessous de 200 K. Il est donc essentiel de tester l'évolution en température des composants. Pour ce faire, deux systèmes cryogéniques sont utilisés. Un de trempage à 4 K, pour de premiers tests rapides et un réfrigérateur à 300 mK, plus lent, mais permettant de tester à plus basse température. La figure 2.1 montre la canne de trempage que j'ai conçu et monté ainsi que le schéma de montage. Le montage est le même pour le système à 300 mK que pour celui à 4 K. Les mesures se font au détecteur synchrone haute fréquence (UHFLI 600 MHz lock-in Amplifier Zurich Instrument) qui permet de lire les variations d'amplitude et de phase du signal réfléchi. L'excitation est envoyée à la sortie du détecteur synchrone puis transférée à l'échantillon via un coupleur directionnel qui empêche le retour du signal à la sortie. Le signal réfléchi est ensuite amplifié à chaud par deux amplificateurs mini-circuit ZX60-P103LN+ pour un gain total de 40 dB. Le Bias-Tee permet d'ajouter une tension DC à l'excitation pour venir contrôler la tension de grille sur l'échantillon (comme vue à la section 1.2). Cependant, bien qu'il ne sera pas utilisé pour les mesures de dépendance en température, il a été mis sur la canne de trempage pour s'assurer de son fonctionnement à froid.

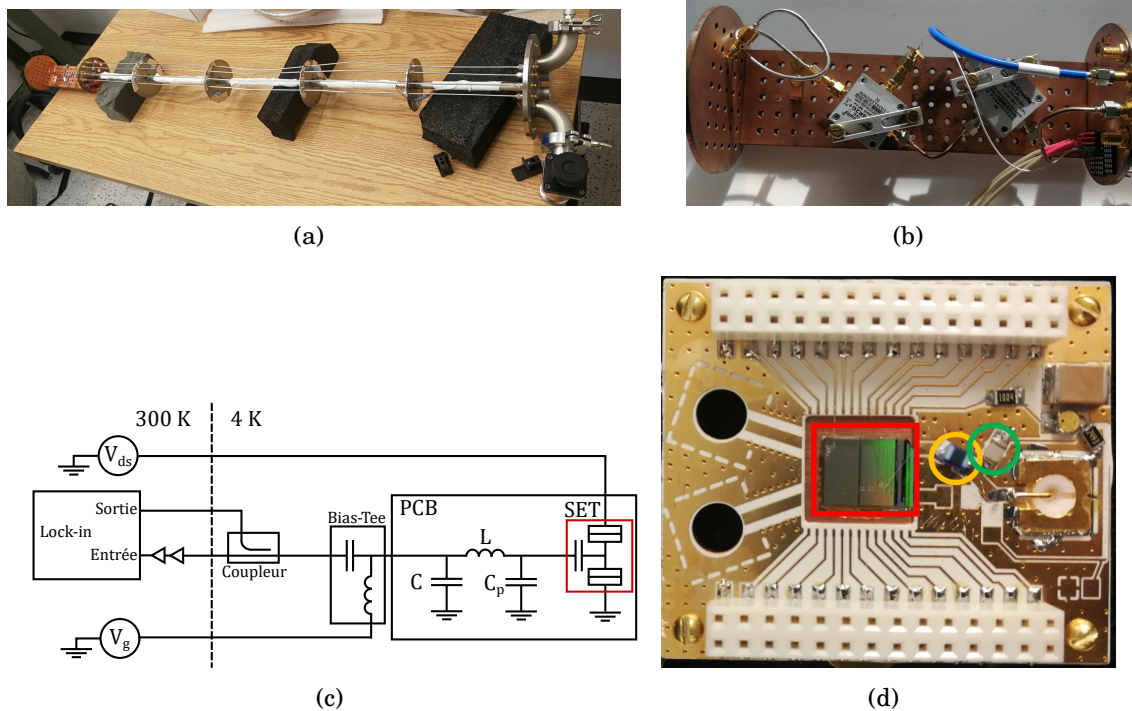


FIGURE 2.1 – Montage de la canne de trempage à 4 K. (a) L'ensemble de la canne. (b) Le bout de la canne de trempage portant le Bias-Tee à gauche et le coupleur à droite. (c) Le schéma électrique du montage de réflectométrie RF pour mesurer un SET à 4 K. L'échantillon à tester sera placé sur le support en cuivre pour être thermalisé et connecté via le PCB (d). Au centre du PCB se trouve une puce de la microélectronique (carré rouge) comprenant un SET sondé. Juste à sa droite, il y a l'inductance (rond jaune), suivi par la capacité (rond vert) et un peu plus loin, le circuit de capacité variable. En haut et en bas du PCB se trouvent les connecteurs DC double servant à connecter et protéger l'échantillon.

## 2.2 Dépendance en température

Plusieurs composants sont susceptibles de changer la résonance du circuit : la capacité, l'inductance, la capacité parasite et l'échantillon. L'objectif est donc de mesurer et caractériser la dépendance en température de ces composants. La démarche choisie est de tester la capacité seule, ensuite de tester l'inductance et le PCB en même temps en suivant l'évolution de la fréquence de résonance du circuit, puis d'ajouter un échantillon et de mesurer encore une fois l'évolution de la fréquence de résonance.

### 2.2.1 Capacité

La transmission à travers une ligne coplanaire (CPW) est maximale si l'impédance ne présente pas de discontinuité. En ajoutant une capacité sur le CPW entre la ligne centrale et la mise à la terre, la transmission va diminuer selon l'équation 2.1, où  $\omega$  est la fréquence,  $Z_0$  l'impédance des lignes (50  $\Omega$ ) et  $S_{21}$  le paramètre  $S$  représentant la transmission. En mesurant à l'analyseur vectoriel le paramètre  $S_{21}$  du CPW avec une capacité ajoutée, il est donc possible, en réécrivant l'équation 2.1 comme 2.2, d'extraire la valeur de la capacité. Ce montage a été effectué dans le système cryogénique 300 K - 300 mK et une capacité en céramique High Q Johanson Technology de 1.8 nF a été mesurée à différentes températures et à différentes fréquences. Les résultats sont présentés à la figure 2.2 et montre une variation de la valeur de capacité de 10% entre 300 K et 300 mK. Cette variation est faible, mais doit être prise en compte pour la suite du projet. De plus, les résultats montrent que la valeur de la capacité varie en fonction de la fréquence. Cette variation n'est toutefois pas problématique pour les mesures, car ceux-ci se font dans une gamme de fréquences fixe.

$$S_{21} = \frac{2}{2 + \omega Z_0 C} \quad (2.1)$$

$$C = \frac{2 - 2S_{21}}{\omega Z_0 S_{21}} \quad (2.2)$$

### 2.2.2 Résonance du circuit LC

La dépendance en température de la résonance se fait avec la canne de trempage à 4 K en mesurant le signal réfléchi au détecteur synchrone pour différentes fréquences. La figure 2.3 montre le pic de résonance évoluer entre 300 K et 4 K. Le circuit est constitué d'une inductance de 380 nH, d'une capacité de 18 pF et d'une capacité parasite évaluée à 830 fF. Le changement de température induit un décalage en fréquence de 6 MHz et passe par une adaptation d'impédance à 289.5 MHz. Ce changement en fréquence peut être dû à un changement de la capacité parasite du PCB ou à la capacité interne de l'inductance. Connaitre la source exacte de ce

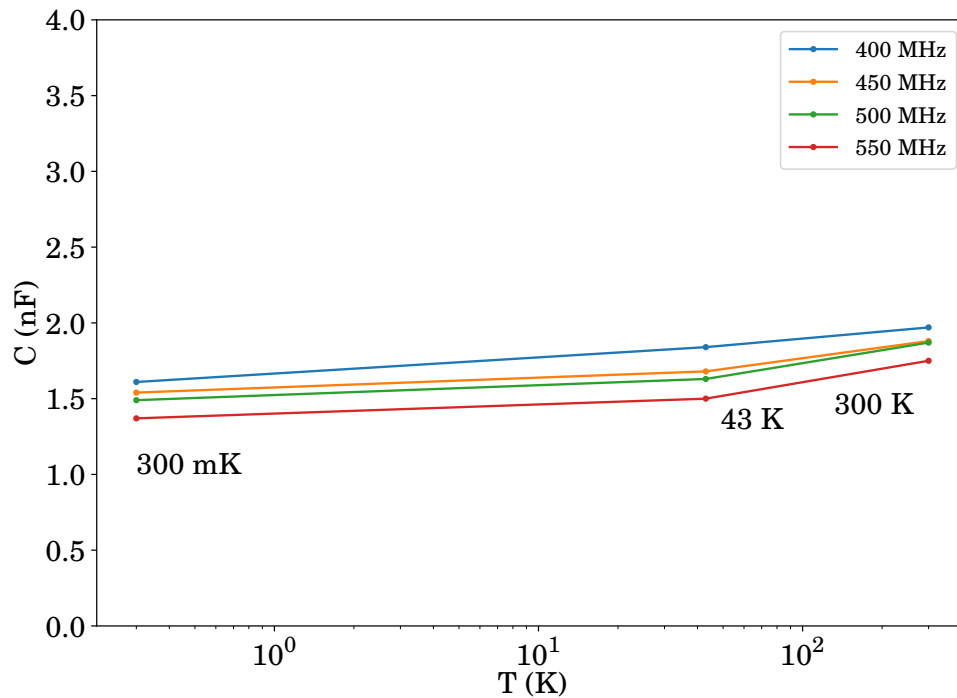


FIGURE 2.2 – Mesure d’une capacité de 1.8 nF en fonction de la température pour différentes fréquences.

décalage n’est cependant pas essentiel dans ce cas, tant qu’il est pris en compte dans la prévision de la condition d’adaptation d’impédance à basse température.

Pour illustrer l’effet de la capacité, une mesure comparative de l’évolution en température de la fréquence de résonance est présentée à la figure 2.4 pour deux valeurs de capacité : 18 et 24 pF. Il est important de constater que l’adaptation d’impédance est rencontrée à la même fréquence, peu importe la capacité choisie. Cependant, elle n’est pas atteinte à la même température. En suivant ces constats, il serait donc possible d’atteindre l’adaptation d’impédance à basse température en choisissant une capacité possédant une plus petite valeur.

### 2.2.3 Échantillon

Une fois l’impact de la température sur le circuit résonant caractérisé, celui sur l’échantillon est mesuré.

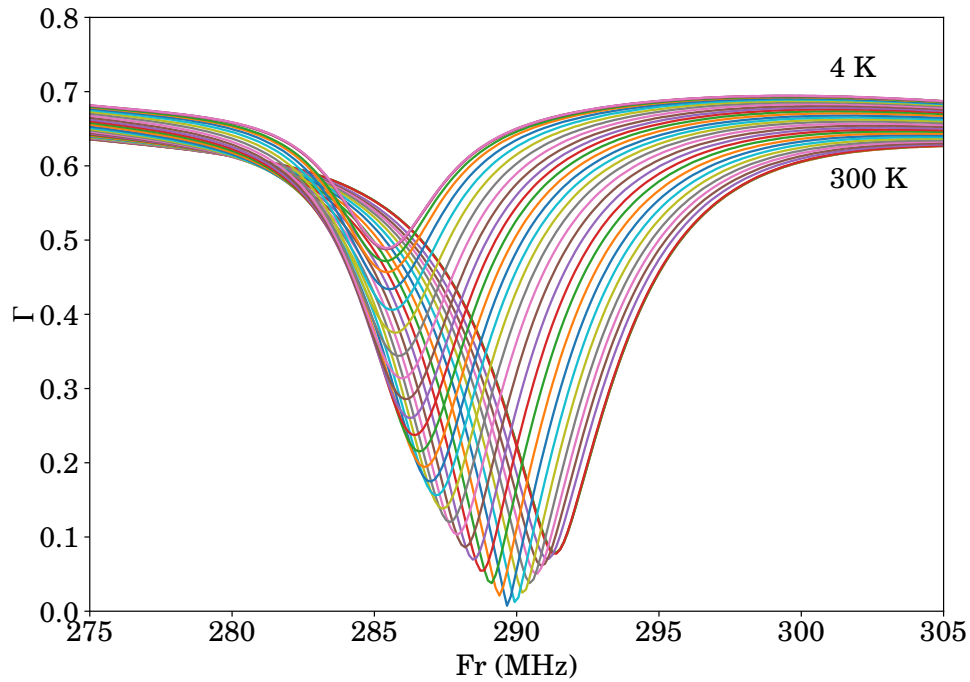


FIGURE 2.3 – Coefficient de réflexion du circuit résonant sans échantillon en fonction de la fréquence pour différentes températures allant de 300 K à 4 K. L'adaptation d'impédance se produit à une fréquence de 290 MHz.

Malgré la complexité des structures des échantillons et des différentes couches de matériaux, l'impact de l'échantillon sur la résonance est supposé dominé par la capacité entre la structure sur le substrat et le porte échantillon en cuivre. Dans cette optique, les tests à 4 K ont été effectués avec des échantillons défectueux afin de sauvegarder les échantillons fonctionnels.

La mesure a été faite simultanément sur deux échantillons et reproduit deux fois. Cela permet de vérifier la reproductibilité entre les échantillons et entre les cyclages thermique.

La figure 2.5 présente l'évolution de la résonance d'un circuit résonant connecté à la grille d'un SET. La courbe rouge a été prise à 300 K, la bleu à 4 K et la verte présente l'évolution du minimum du coefficient de réflexion  $\Gamma_{min}$  entre les deux températures. L'ajout de l'échantillon a pour effet de décaler la fréquence de résonance de -70 MHz, ce qui équivaut à l'ajout d'une capacité de 1.5 pF. Lorsque l'ensemble du PCB et échantillon est refroidi, l'évolution de la fréquence de résonance repérée par  $\Gamma_{min}$

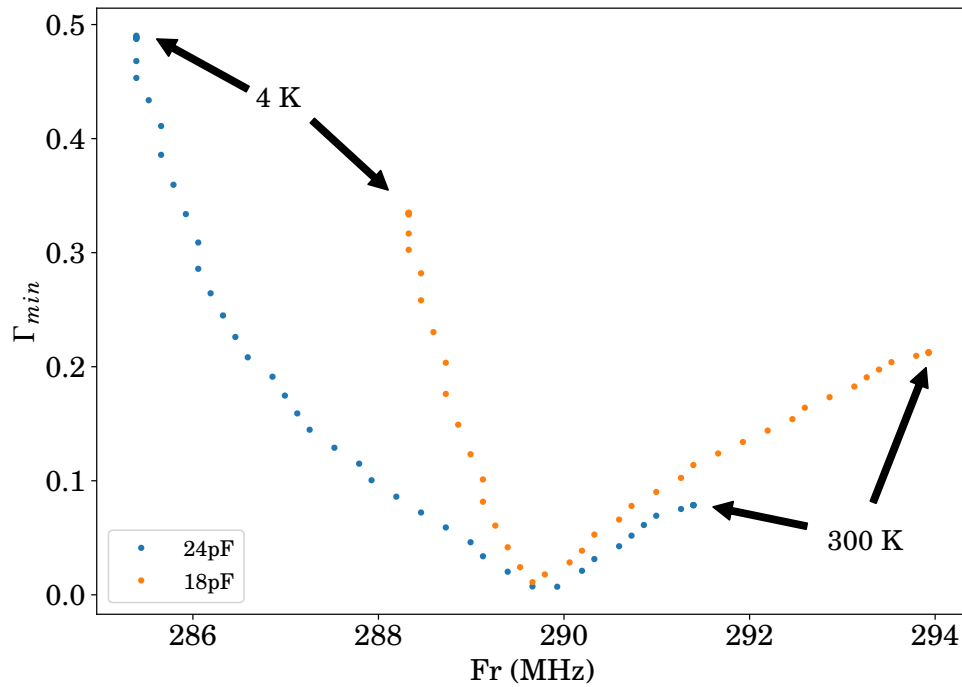


FIGURE 2.4 – Minimum du coefficient de réflexion de deux circuits résonants sans échantillon en fonction de la fréquence pour différentes températures allant de 300 K à 4 K. Les deux circuits possèdent la même valeur d'inductance, mais ont un condensateur différent. L'adaptation d'impédance se produit à la même fréquence, mais pas à la même température.

est initialement similaire à celle qu'observée sans échantillon. Puis, près de 4 K, la résonance fait un bond de 70 MHz. Ce saut est constant d'un refroidissement à l'autre ainsi que d'un échantillon à l'autre. Ce comportement est pris en compte pour l'adaptation d'impédance, mais sa cause n'est pas bien comprise ni expliquée dans ce mémoire.



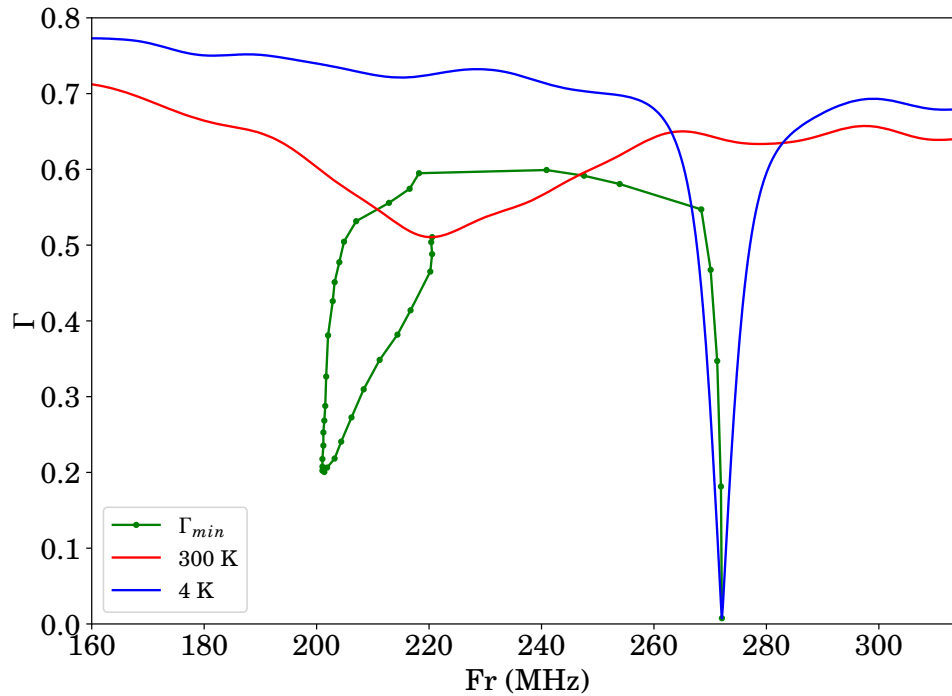


FIGURE 2.5 – Évolution en température du coefficient de réflexion du circuit résonant avec un échantillon. La courbe rouge présente  $\Gamma$  à 300 K et la courbe bleue à 4 K. Le minimum des courbes rouge et bleue est la fréquence de résonance. La courbe verte suit l'évolution du minimum du coefficient de réflexion, soit la fréquence de résonance, entre 300 K et 4 K.

## 2.3 Ajustement *in-situ* de l'impédance à basse température

Une bonne adaptation d'impédance nécessaire pour effectuer des mesures à basse température requiert plusieurs tests et plusieurs refroidissements. De plus, un autre type d'échantillon pourrait posséder un comportement différent ce qui obligerait de refaire des refroidissements pour ajuster le circuit. Une solution à ce problème est d'intégrer une capacité variable au circuit pour ainsi pouvoir ajuster *in-situ* l'impédance à basse température. Un tel circuit est présenté à la figure 2.6. Le composant clé de la capacité variable est le varactor. Ce dernier est une jonction pn que l'on vient polariser à l'inverse, avec la tension  $V_{var}$ , afin de changer la longueur de la zone de déplétion qui agit comme une capacité. La résistance de  $250\ \Omega$  est utilisée

pour que  $V_{var}$  n'affecte pas la tension continue appliquée sur la grille. La résistance de  $1\text{ M}\Omega$  et le condensateur de  $2.5\text{ nF}$  forment un filtre RC passe-bas coupant à  $60\text{ Hz}$ . Ce filtre garantit que l'excitation RF n'est pas appliquée à la source produisant la tension  $V_{var}$ .

Trois modèles de varactor ont été testés à  $300\text{ mK}$ <sup>1</sup>. Pour chaque modèle, seuls quelques varactors fonctionnent à froid. Il y a cependant un modèle possédant un plus grand taux de succès (MA46H073). La figure 2.7(a) montre un cas typique de varactor ne fonctionnant pas à froid. L'hypothèse expliquant un tel comportement est un gel des porteurs de la jonction pn [44]. Pour vérifier cette hypothèse, une simulation est faite en modélisant le gel des porteurs par une résistance aux bornes du varactor. La figure 2.7(b) présente le résultat de la simulation et montre un comportement similaire aux données expérimentales, confirmant l'hypothèse d'un gel des porteurs.

En revanche, pour un varactor fonctionnant correctement aux basses températures, le circuit de capacité variable se comporte comme attendu et permet l'adaptation d'impédance du circuit à basse température. La figure 2.8 montre l'ajustement de l'impédance à  $300\text{ mK}$ . L'étape suivante est de tester le varactor à  $10\text{ mK}$ , ce qui n'a pas encore été fait. Le circuit de capacité variable est donc une solution très intéressante, mais qui demande du temps pour tester les varactors qui fonctionnent avec un circuit déjà près de la condition d'ajustement d'impédance ( $\pm 0.5\text{ pF}$ ).

---

1. MA46H203-1056, MA46H204-1056 et MA46H073-1056

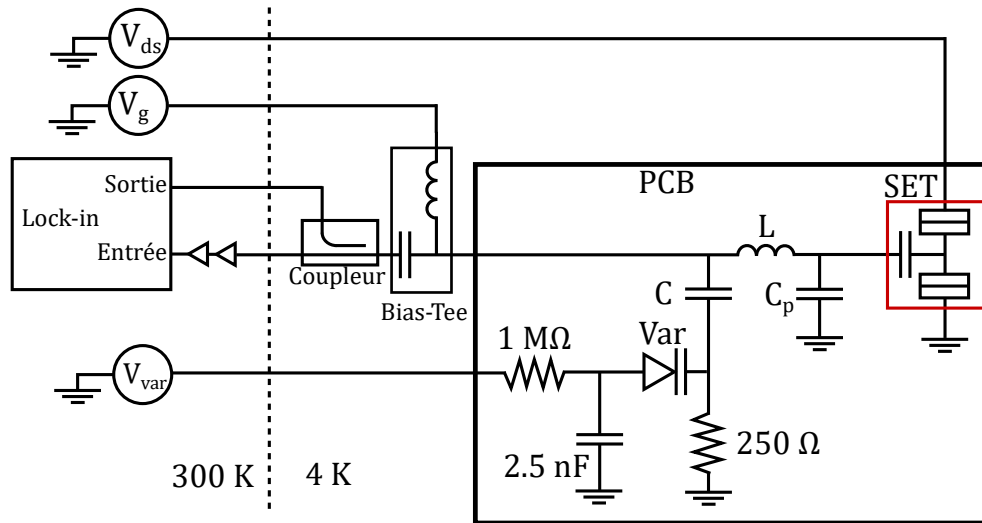
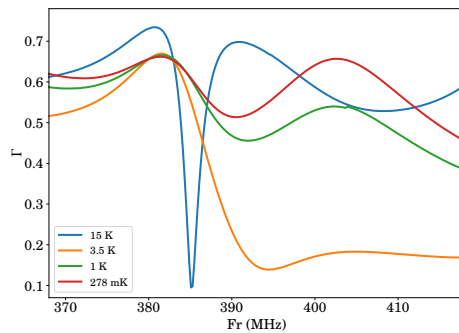
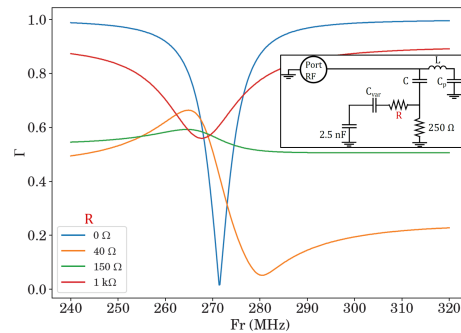


FIGURE 2.6 – Montage des mesures à 4 K avec le circuit de capacité variable intégré au PCB. La capacité du varactor (Var) varie en fonction de la tension  $V_{var}$ . La résistance de  $250 \Omega$  est utilisée pour que  $V_{var}$  n'affecte pas la tension continue appliquée sur la grille. La résistance de  $1 M\Omega$  et le condensateur de  $2.5 nF$  forment un filtre RC passe-bas coupant à 60 Hz. Ce filtre garantit que l'excitation RF n'est pas appliquée à la source produisant la tension  $V_{var}$ .



(a) Mesure



(b) Simulation

FIGURE 2.7 – Évolution en température du coefficient de réflexion du circuit avec varactor défectueux à température cryo. (a) Les mesures expérimentales à différentes températures. En bas de 15 K la résonance change de forme et finit par disparaître. (b) Une simulation du circuit avec l'ajout d'une résistance aux bornes du varactor pour modéliser un gel des porteurs.

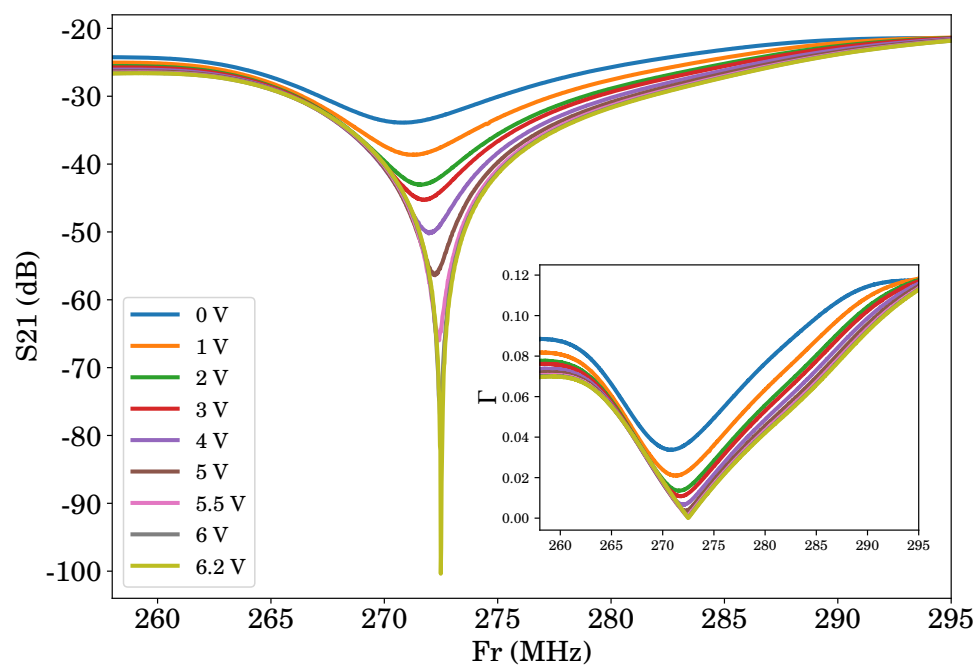


FIGURE 2.8 – Paramètre  $S_{21}$  du montage de la figure 2.6 en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de  $V_{var}$ . L'insert présente les résultats en échelle linéaire.

## Chapitre 3

# Mesure d'un transistor à très basse température en régime de blocage de Coulomb

Dans le chapitre précédent, les étapes de développement du montage expérimental ont été montrées. Tout d'abord, un PCB de mesure comportant un circuit RLC a été conçu. Ensuite, plusieurs refroidissements ont été effectués afin de caractériser l'impact de la dépendance en température de chaque composant du circuit sur la résonance. De plus, un circuit à capacité variable a été créé et intégré dans le circuit RLC, permettant un ajustement *in situ* de l'impédance à basse température et rendant ainsi l'ensemble plus polyvalent pour différents échantillons.

Dans ce chapitre, des mesures en réflectométrie de déplacement de charge dans un SET sont présentées. Celles-ci ont été réalisées simultanément avec des mesures de transport à travers le SET afin de comparer les deux méthodes. Tout d'abord, des mesures ont été prises après le seuil du SET, c'est-à-dire à des tensions de grille présentant les premiers pics de courant traversant l'îlot. Ainsi, des diagrammes de stabilité ont pu être mesurés et comparés pour les deux méthodes. Puis, des mesures ont été prises avant le seuil, à des tensions de grille ne présentant aucun transport entre le drain et la source. Toutefois, les mesures en réflectométrie RF ont montré des transitions électroniques se trouvant sous le seuil. Ces transitions, indétectables en transport, sont causées par des pièges à électrons (impuretés, donneurs, ect.) couplés

qu'à une des deux électrodes. Par la suite, les données de réflectométrie ont été analysées selon la théorie présentée au chapitre 1 afin d'obtenir des valeurs physiques du dispositif, telles que la température électronique et le taux tunnel. Enfin, des mesures de sensibilité de charge ont été effectuées afin de fournir une comparaison quantitative des deux méthodes de mesure ; transport et réflectométrie RF.

### 3.1 Montage

Le circuit imprimé utilisé pour les mesures est le même que celui présenté au chapitre 2 (figure 2.1(d)), mais le circuit à capacité variable n'a pas été utilisé en raison de difficultés à obtenir un varactor fonctionnant à 10 mK. Cependant, ce manque est compensé par l'expérience acquise sur le montage lors de son développement.

La figure 3.1 montre le montage utilisé pour les mesures à 10 mK dans le cryostat Bluefors. Le montage réflectométrie est le même que pour les mesures 4 K à l'exception des atténuateurs à chaque étage de température et de l'amplificateur à 4 K. Ces ajouts permettent une meilleure thermalisation des électrons. Les mesures au détecteur synchrone fournissent des informations sur l'amplitude et la différence de phase du signal réfléchi, ce qui sera important lors de l'analyse des données. Les mesures de transport sont effectuées avec le détecteur synchrone SR830 en mesurant la conductance au travers du SET. La tension de polarisation  $V_{ds}$  est additionnée à l'excitation lock-in par le biais d'un diviseur de tension composé de trois résistances. Le diviseur permet à la fois l'addition des tensions et l'utilisation d'une gamme plus large de tension de la source et du lock-in.

Le spectre du signal réfléchi a été mesuré tout au long du processus de refroidissement pour suivre l'évolution de la résonance. Le résultat est présenté à la figure 3.2 où la courbe rouge est prise à 300 K et la courbe bleu foncé à 10 mK. Les valeurs des composants RLC étant choisies pour l'adaptation d'impédance à basse température, la résonance est difficile à distinguer à température ambiante. La résonance fine à 10 mK montre toutefois le choix judicieux des composants. Son facteur de qualité est de 108, ce qui peut sembler faible de prime abord. Le facteur de qualité pourrait certainement être amélioré en fabriquant une inductance supraconductrice et ainsi réduire la résistance interne de l'inductance [45], mais il est à noter qu'un trop grand

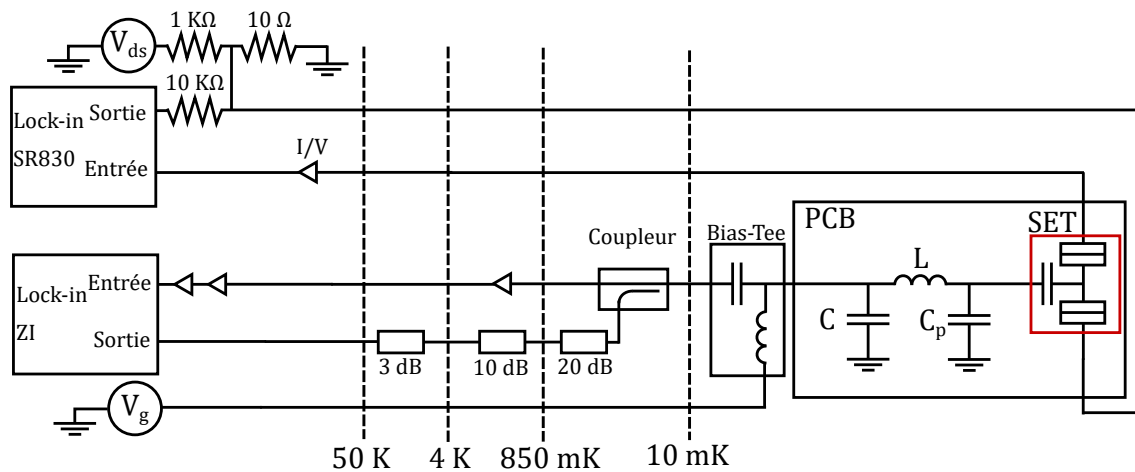


FIGURE 3.1 – Schéma de montage des mesures à 10 mK. Ce montage permet des mesures de sauts de charge en réflectométrie via le lock-in ZI et de transport via le lock-in SR830.

facteur de qualité peut devenir nuisible aux mesures de réflectométrie RF. En effet, une résonance trop fine pourrait saturer le signal ou causer des pertes du signal en cas de léger décalage de la fréquence de résonance. En générale, les facteurs de qualité observés dans la littérature sur la réflectométrie RF se trouvent entre 30 et 150 pour le même type d'inductance [37, 46, 47]. La figure 3.2 montre le même saut de fréquence que celui observé lors des essais de refroidissement présenté au chapitre 2.

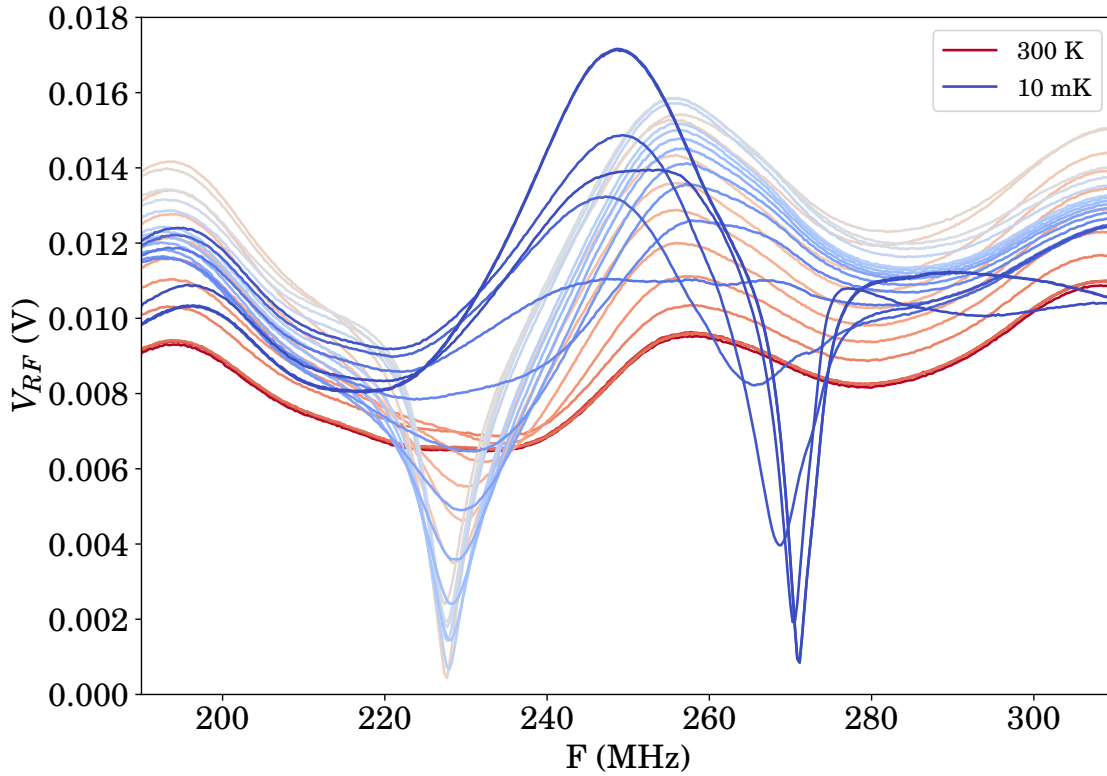


FIGURE 3.2 – Signal réfléchi en fonction de la fréquence pour différentes températures lors du refroidissement. Le montage est celui présenté à la figure 3.1. Les courbes passent du rouge (300 K) jusqu’au bleu foncé (10 mK).

## 3.2 Transport et réflectométrie

La fréquence de résonance du circuit RLC est de  $f_0 = 271$  MHz. C’est donc à cette fréquence qu’est envoyée l’excitation RF de la mesure de réflectométrie RF. L’amplitude de l’excitation détermine la puissance du signal réfléchi et doit être suffisamment élevée pour obtenir un bon signal sur bruit. Elle doit cependant être limitée pour ne pas chauffer les électrons faisant alors élargir les transitions électroniques. L’amplitude optimale est  $V_{exc} = 50$  mV et a été déterminé expérimentalement. La mesure en transport se fait à une fréquence de 77 Hz et une amplitude de 50  $\mu$ V.

La figure 3.3 montre les diagrammes de stabilité [11] mesurés simultanément en conductance et réflectométrie RF. Le signal réfléchi est présenté sous deux graphiques, un en amplitude (b) et un en phase (c). Les diagrammes de stabilité montrent que



la mesure de déplacement de charge en réflectométrie RF fonctionne. Effectivement, chaque transition de la carte en transport peut être retrouvée sur l'une ou l'autre des cartes en réflectométrie. Il est intéressant de voir que certaines transitions sont plus visibles en phase qu'en amplitude ou vice-versa. Cette question sera abordée plus loin dans ce chapitre (3.3). À plus grand  $V_{ds}$ , la réflectométrie RF ne détecte ni de transitions, ni courant. Ce comportement s'explique par le fait qu'à grande tension de polarisation, le canal de conduction n'est plus considéré comme un système à basse densité d'état et le courant n'est plus défini au quanta d'énergie. La capacité de grille reste donc constante, n'affectant plus la résonance.

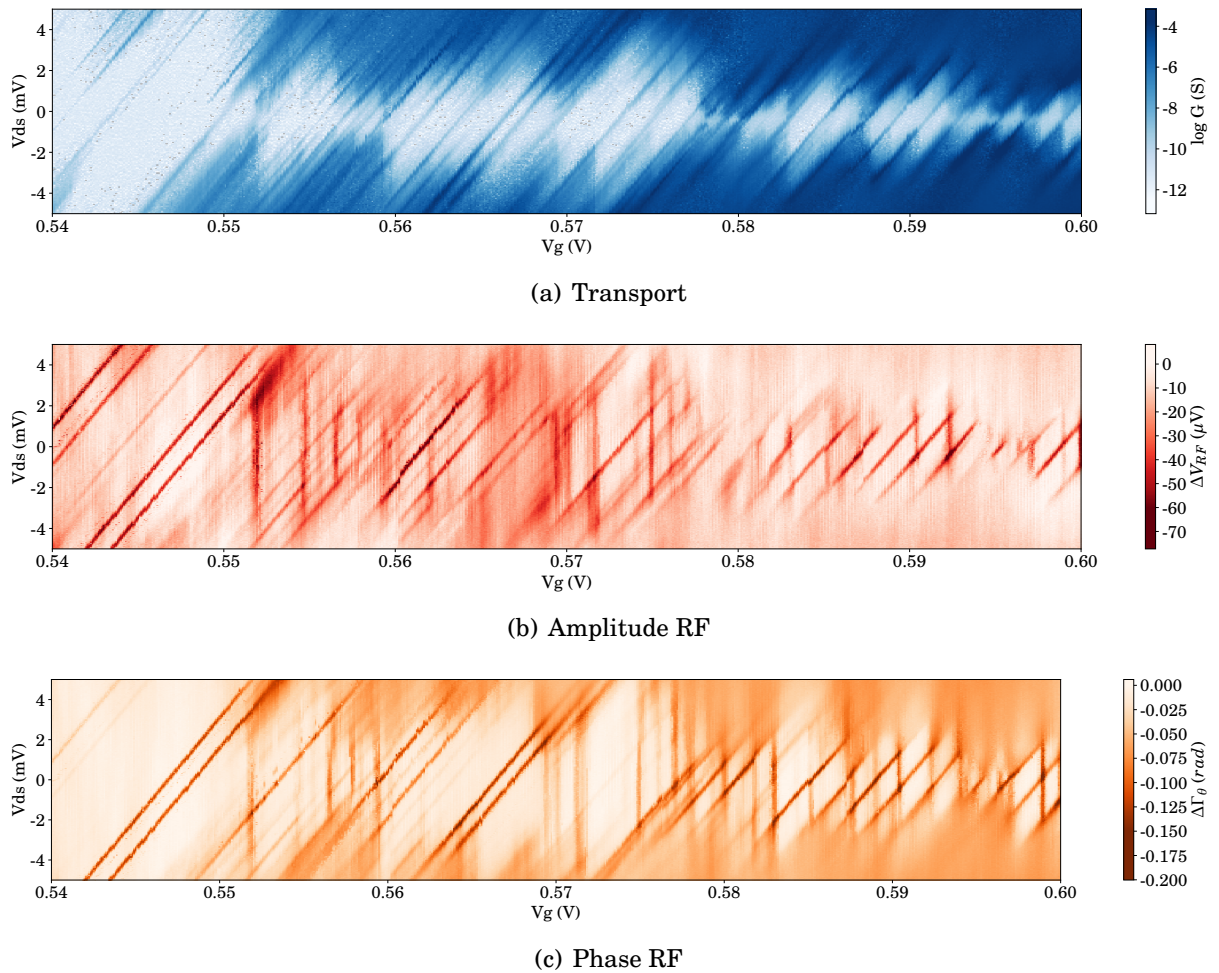


FIGURE 3.3 – Diagrammes de stabilités d'un SET. Les trois mesures sont prises simultanément. La première (a) est une mesure de transport. Les deux autres sont l'amplitude (b) et la phase (c) d'une mesure de réflectométrie.

Après avoir vérifié que la réflectométrie mesure bien des transitions électroniques dans le SET, une autre mesure a été faite, mais cette fois sous la tension de seuil du transistor. L'objectif de cette mesure est de voir si les mesures de réflectométrie peuvent détecter des pièges à électrons indétectables en transport. Le résultat est présenté à la figure 3.4 et montre des transitions électroniques visibles en réflectométrie. Cette mesure démontre que la technique de réflectométrie peut détecter des pièges à électron qui ne font pas partie du canal de conduction. En effet, lorsqu'il y a un défaut (donneur, défaut d'oxyde, etc.) couplé au drain ou à la source, mais pas couplé à l'îlot du SET, comme le schéma de la figure 3.5, un électron peut y sauter sans contribuer au courant au travers du SET. Cette particularité peut être exploitée pour améliorer les techniques de fabrication en caractérisant le nombre d'impuretés dans un dispositif. Les mesures d'Alexei Orlov effectuées dans le laboratoire d'Eva Dupont-Ferrier ont conduit à une publication sur la détection par réflectométrie d'un réseau de boîtes quantiques, proposant l'idée d'une sonde à impuretés [40].

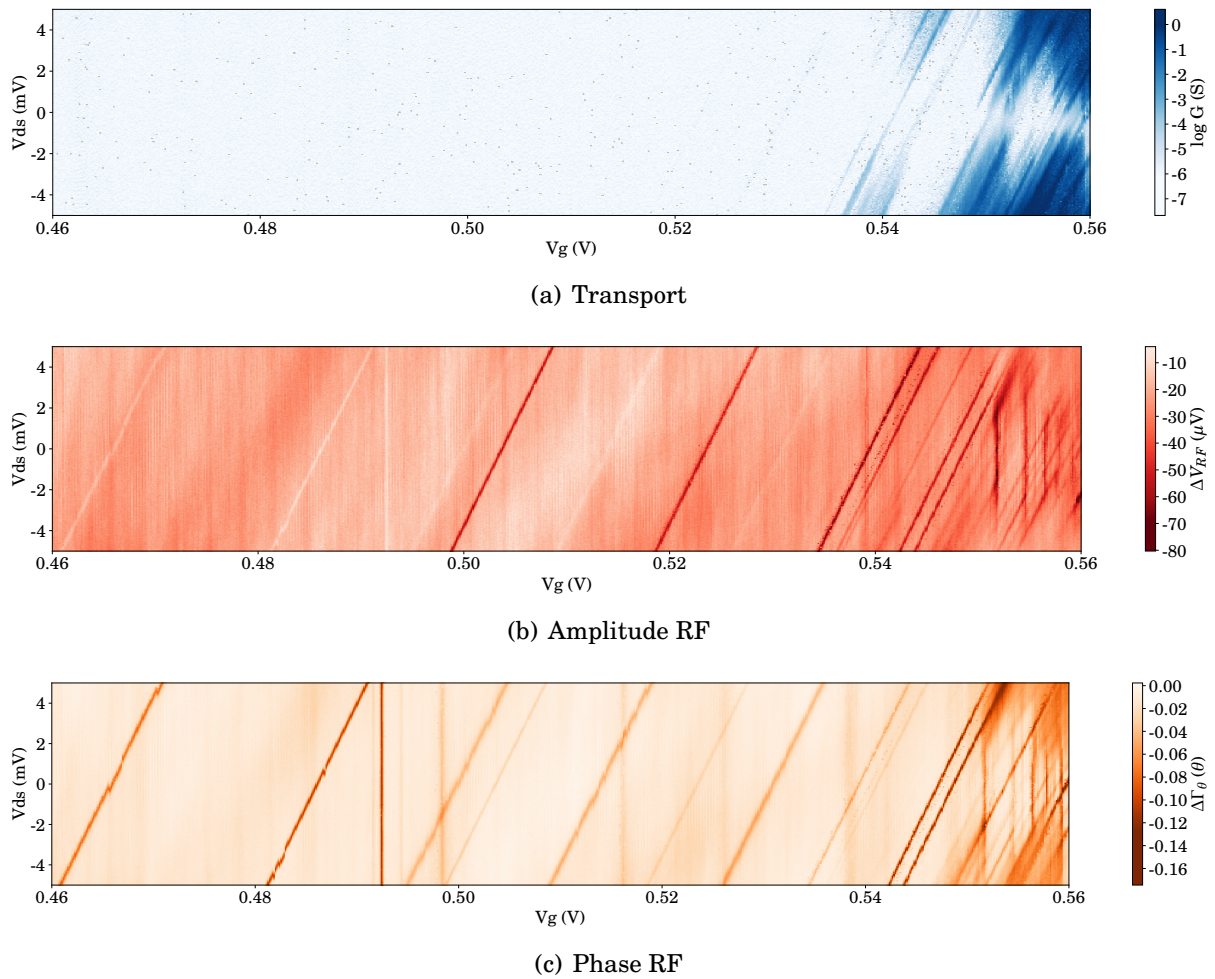


FIGURE 3.4 – Diagrammes de stabilités d'un SET avant le seuil. Les trois mesures sont prises simultanément. La première (a) est une mesure de transport. Les deux autres sont l'amplitude (b) et la phase (c) d'une mesure de réflectométrie.

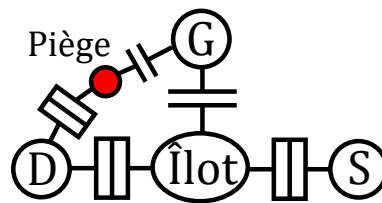


FIGURE 3.5 – Schéma d'un SET en blocage de coulomb avec un piège électronique à proximité. Un îlot se forme sous la grille (G) et est connecté au drain (D) et la source (S) par des jonctions tunnel. Le piège n'est pas couplé à l'îlot, il n'y a donc pas de courant possible au travers, mais son couplage capacitif à la grille permet une détection par réflectométrie RF d'un saut de charge sur celui-ci.

### 3.3 Régime dissipatif et dispersif

Cette section traite de l'analyse quantitative du signal réfléchi. Tout d'abord, les spectres de différentes transitions vont être présentés afin d'observer l'effet d'un mouvement de charge sur l'amplitude et la phase de la résonance. Ensuite, la température électronique et le taux tunnel vont être extraits des données.

Les cartes de réflectométrie 3.3 et 3.4 montrent que les transitions électroniques n'affectent pas toutes le signal réfléchi de la même manière. En suivant les relations 1.8, 1.9 et 1.10 démontrées au chapitre 1, la phase n'est affectée que par un changement de capacité tandis que l'amplitude est affectée à la fois par un changement de capacité et de résistance. En simulant la résonance du circuit et en variant la capacité et la résistance, il est possible d'illustrer cette conclusion. Ces simulations sont présentées à la figure 3.6 et montrent qu'à la fréquence de résonance, la phase n'est affectée que par un changement de capacité et que l'amplitude est plus affectée par un changement de résistance.

Des mesures expérimentales ont ensuite été prises afin de comparer avec les simulations et vérifier le modèle. Pour se faire, deux transitions électroniques ont été sélectionnées et des spectres ont été mesurés pour plusieurs tensions  $V_g$  autour de ces transitions. La figure 3.7 montre les transitions sélectionnées, soit celle du centre et celle de droite. Celle du centre présente un fort signal en phase et un signal plus faible en amplitude. Celle de droite ne présente presque aucun signal en phase, mais un signal fort en amplitude.

La figure 3.8 présente la résonance de la transition du centre. Le spectre de la transition en amplitude (3.8(a)) pour une tension de grille sur la transition (orange) et hors transition (bleu). Pour bien voir le changement du spectre, la différence des courbes est présentée (3.8(b)) ainsi que des spectres de tension de grille se situant entre le signal maximal et l'absence de signal. Les figures 3.8(c) et 3.8(d) montrent le même traitement, mais cette fois avec le spectre en phase. Ces figures montrent un changement dû à la transition similaire aux figures 3.6(a) et 3.6(b) qui illustre un changement de capacité.

La figure 3.9 présente la résonance à la transition de droite qui n'apparaît pas

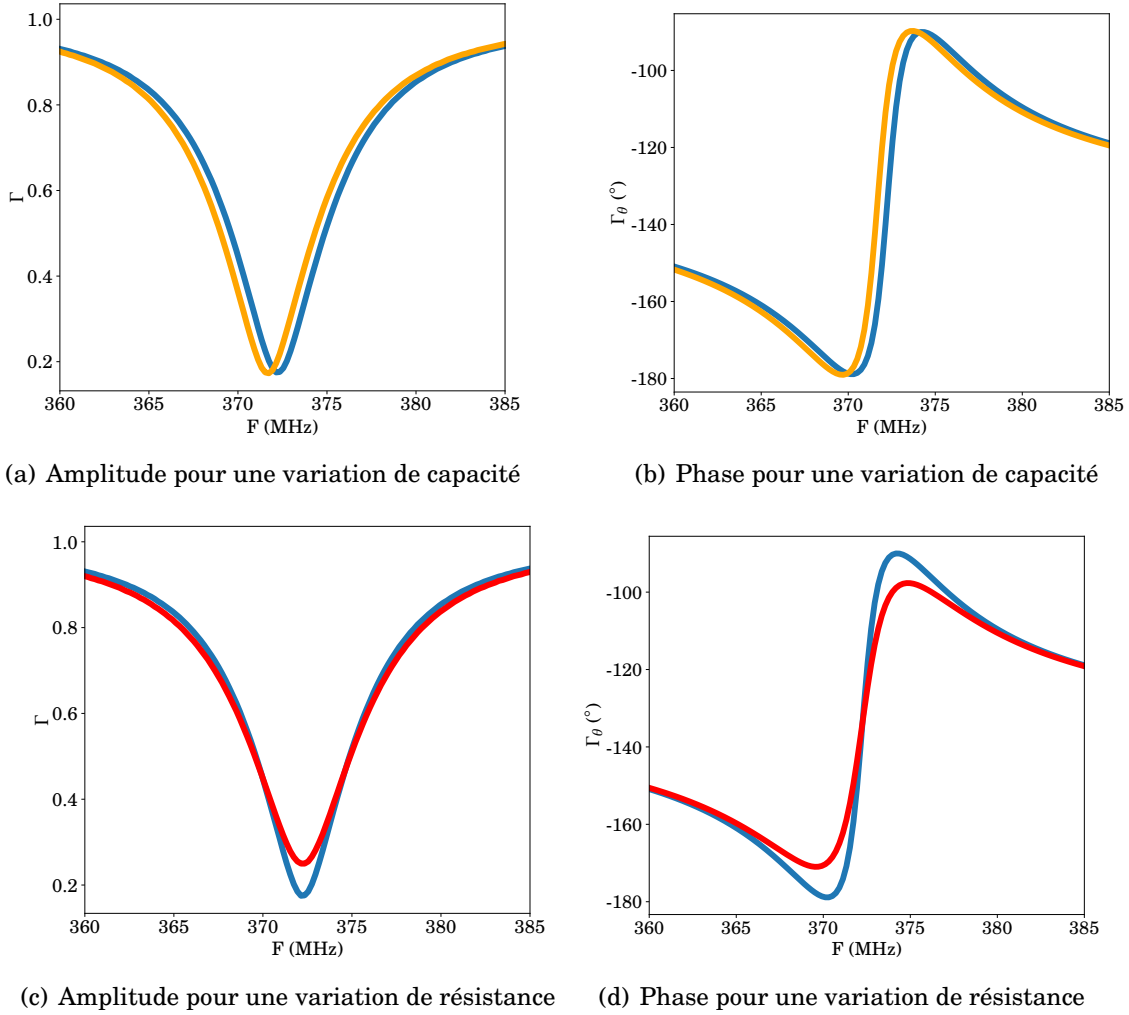


FIGURE 3.6 – Simulation du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour le circuit 1.2(a). (a) Amplitude du coefficient de réflexion pour deux valeurs de  $\Delta C$ . (b) La phase du coefficient de réflexion pour deux valeurs de  $\Delta C$ . (c) Amplitude du coefficient de réflexion pour deux valeurs de  $\Delta R$ . (d) La phase du coefficient de réflexion pour deux valeurs de  $\Delta R$ .

en phase. Les quatre figures correspondent au même traitement qu'à la figure 3.8. L'impact de la transition électronique sur la résonance est visible sur les figures 3.6(c) et 3.6(d) qui simule un changement de résistance. Ces observations confirment la véracité du modèle.

La prochaine étape de l'analyse est de déterminer la température électronique par les mesures de réflectométrie. D'après les équations 3.1 et 3.2, il est possible d'extraire

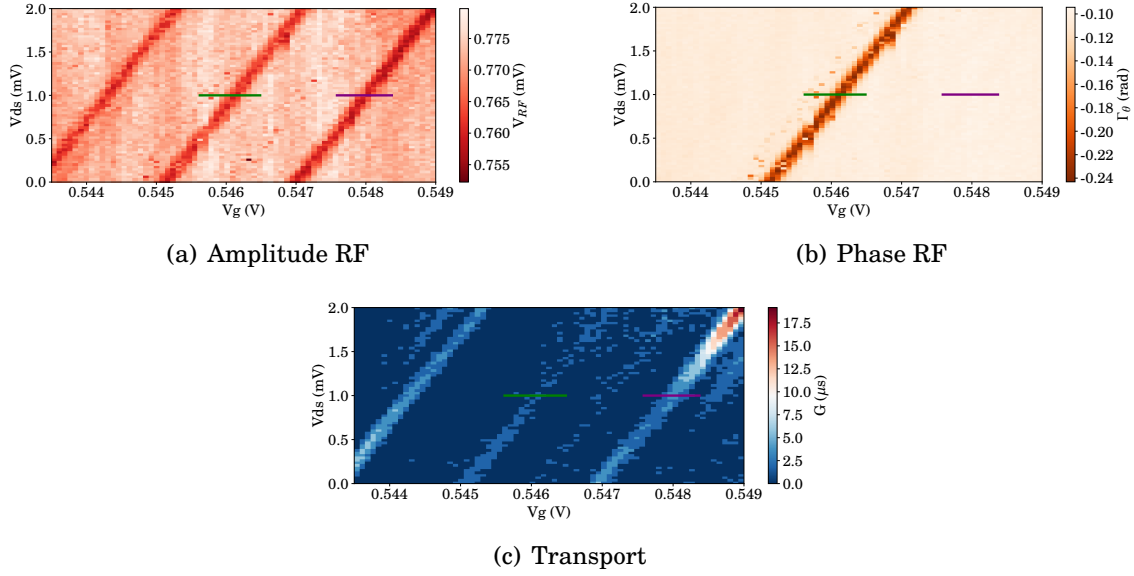


FIGURE 3.7 – Diagrammes de stabilités en réflectométrie (amplitude (a) et phase (b)) et en transport (c) montrant trois transitions électroniques. Celle du centre (verte) apparait fortement en phase et celle de droite (violette) apparait fortement en amplitude. La résonance autour de ces deux transitions est présentée aux figures 3.8 et 3.9.

la température électronique en ajustant la partie  $\cosh^{-2}$  des équations. Il faut tout d'abord connaître le bras de levier [48], qui se calcul à partir des diamants de Coulomb et la relation  $\alpha = \Delta V_{ds}^{hauteur} / 2\Delta V_g^{largeur}$  où  $\Delta V_{ds}^{hauteur}$  est la hauteur du diamant en tension de polarisation et  $\Delta V_g^{largeur}$  est la largeur du diamant en tension de grille [49]. Pour l'échantillon présenté, le bras de levier est de  $\alpha = 0.92$ . Les ajustements ont été faits sur quatre transitions présentées à la figure 3.11. La température obtenue a une grande incertitude étant donné le faible signal sur bruit de certaines transitions. Les trois transitions ayant le plus fort signal ont donc été choisies et une moyenne a été faite sur leur température. Les ajustements sont présentés à la figure 3.10 et la température obtenue est  $T = (840 \pm 90) mK$ .

Il est important de rappeler que les équations 3.1 et 3.2 décrivent la variation d'admittance complexe d'un SET lors de transition électronique dans le régime où  $\hbar\gamma \ll k_b T$ . Dans le cas où  $\gamma$  est grand, l'élargissement des transitions n'est plus dominé par la température et la variation d'admittance complexe est décrite par d'autres relations. Une sélection sur les pics a donc été faite afin de s'assurer de rester



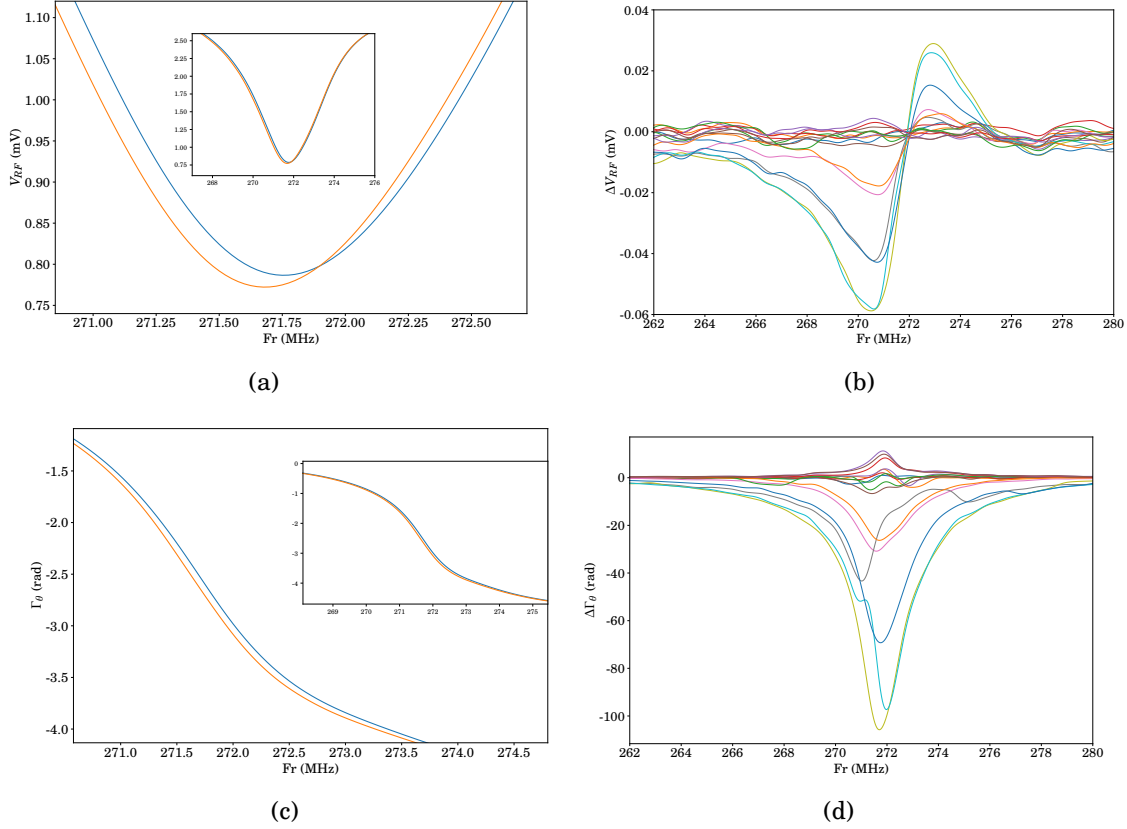


FIGURE 3.8 – Résonance autour de la transition électronique du centre des figures 3.7. (a) Amplitude de la résonance à une tension de grille hors transition (bleu) et sur la transition (orange). (b) Différence des courbes du graphique (a) ainsi que des tensions intermédiaires. (c) Phase de la résonance à une tension de grille hors transition (bleu) et sur la transition. (d) Différence des courbes du graphique (c) ainsi que des tensions intermédiaires.

dans le régime décrit ici. Bien entendu, il serait intéressant d'étudier des régimes à plus grand taux tunnel, mais une telle analyse ne figure pas dans ce mémoire.

L'autre grandeur physique pouvant être extraite des données avec les équations 1.20 et 1.21 est le taux tunnel  $\gamma$ . C'est ce paramètre qui détermine la force du signal en amplitude ou en phase.

Les équations 1.20 et 1.21 donnent respectivement la variation de résistance et de capacité. Toutefois, bien que le signal réfléchi suit le comportement de ces équations lors d'une transition électronique, un facteur linéaire doit être appliqué sur l'amplitude et la phase du signal réfléchi pour obtenir la résistance et la capacité.

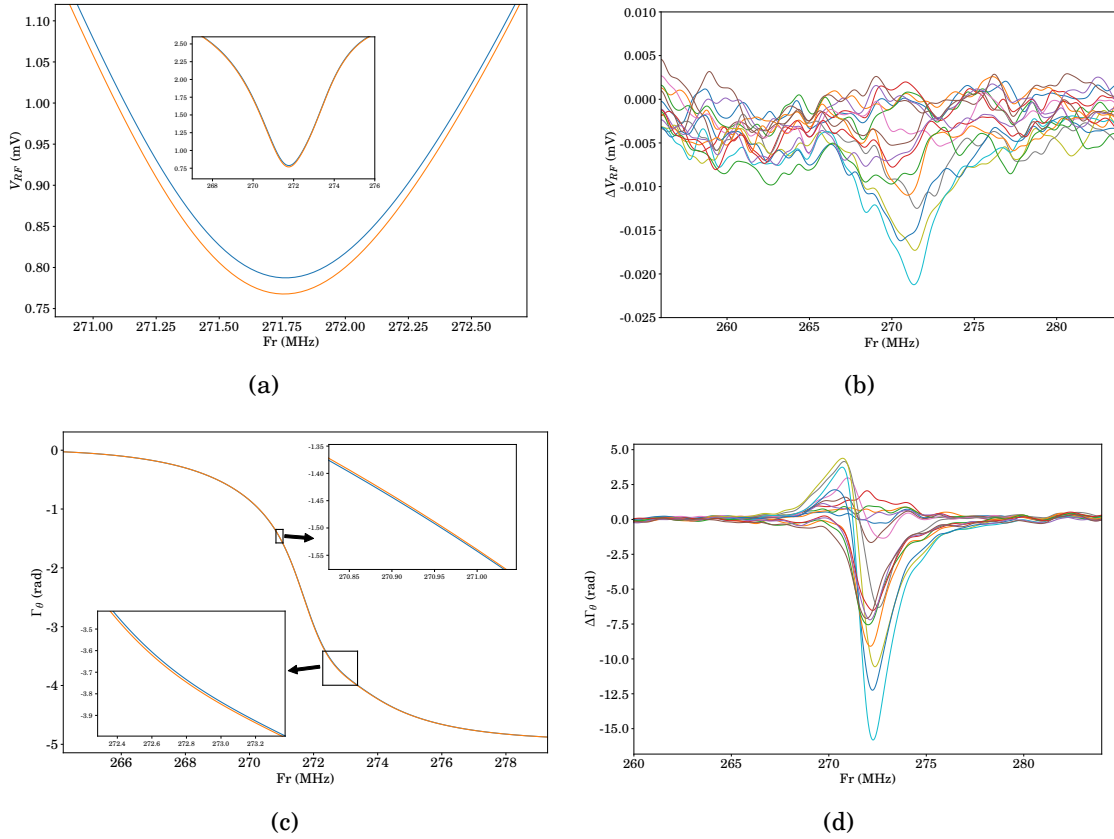


FIGURE 3.9 – Résonance autour de la transition électronique de droite des figures 3.7. (a) Amplitude de la résonance à une tension de grille hors transition (bleu) et sur la transition. (b) Différence des courbes du graphique (a) ainsi que des tensions intermédiaires. (c) Phase de la résonance à une tension de grille hors transition (bleu) et sur la transition. (d) Différence des courbes du graphique (c) ainsi que des tensions intermédiaires.

Le facteur linéaire de conversion entre la capacité et la phase du signal réfléchi  $\beta_p$  est calculé simplement avec l'équation 1.10 où la capacité totale est évaluée expérimentalement à l'aide de la fréquence de résonance et la valeur d'inductance. Pour ce qui est du facteur de conversion amplitude-résistance  $\beta_a$ , la relation 1.8 ne peut être calculée. Il sera donc gardé libre puis déterminé à l'aide du taux tunnel trouvé avec la phase.

La méthode pour déterminer le taux tunnel est d'effectuer un ajustement de la formule 3.2 (démonstration au chapitre 1) sur la phase du signal réfléchi multipliée par le facteur  $\beta_p$  en fonction de tension de grille autour d'une transition.



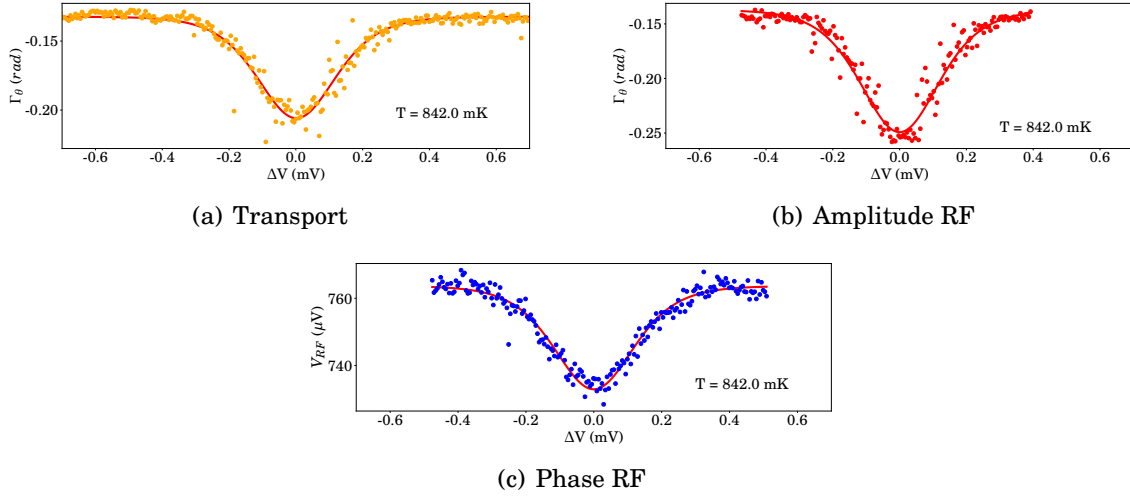


FIGURE 3.10 – Signal RF réfléchi en fonction de la tension de grille autour de transition électronique. (a) et (b) sont présentés en phase et (c) en amplitude. Un ajustement d’une fonction  $\cosh^{-2}$  a été fait sur chacune des courbes (ligne rouge) afin d’extraire la température électronique (équations 1.20 et 1.21). La carte montrant ces transitions est présentée à la figure 3.11.

$$\Delta R = \frac{k_B T}{e^2 \alpha^2 \gamma} \left( \frac{\gamma^2}{\omega^2} + 1 \right) 4 \cosh^2 \left( \frac{-e \alpha \Delta V_g}{2 k_B T} \right) \quad (3.1)$$

$$\Delta C = \frac{e^2 \alpha^2}{k_B T} \left( \frac{\omega^2}{\gamma^2} + 1 \right) 4 \cosh^{-2} \left( \frac{-e \alpha \Delta V_g}{2 k_B T} \right) \quad (3.2)$$

Un ajustement de la fonction 3.2 est fait sur la phase du signal réfléchi en fixant la température et en multipliant les données par le facteur  $\beta_p$ . Le préfacteur de la fonction  $\cosh^{-2}$  obtenu correspond alors à la variation de capacité maximale pour une transition qui est décrite par l’équation 3.3.

$$\Delta C = \frac{4 e^2 \alpha^2}{k_B T} \left( \frac{\omega^2}{\gamma^2} + 1 \right) \quad (3.3)$$

En isolant le taux tunnel  $\gamma$  de cette équation, on obtient :

$$\gamma = \omega \left( \Delta C \frac{k_B T}{4 e^2 \alpha^2} - 1 \right)^{-1/2} \quad (3.4)$$

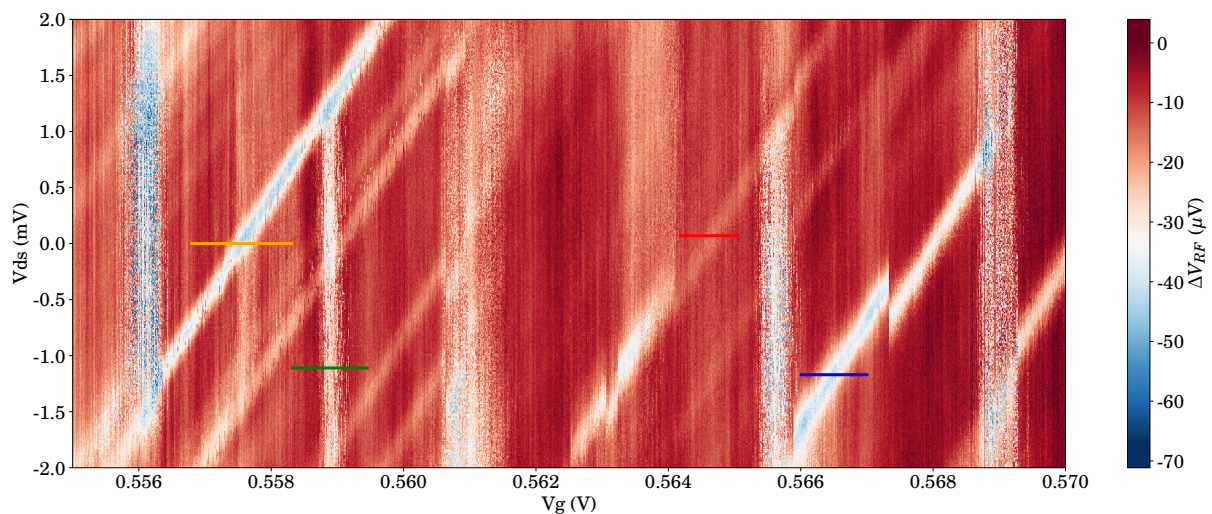
L'ajustement a été fait sur les quatre transitions présentées à la figure 3.11 et leurs taux tunnel respectifs ont été déterminés. Ces résultats sont présentés à la figure 3.12(a) où la relation théorique de la variation de capacité maximale a été tracée en bleu (équation 3.3). Les points de couleur correspondent aux mêmes couleurs qu'à la figure 3.11.

La dernière étape de cette analyse est de vérifier la méthode avec l'amplitude du signal réfléchi. Le taux tunnel ne doit pas changer pour la mesure en phase ou en amplitude et le facteur de conversion amplitude-résistance  $\beta_a$  doit être le même pour chaque transition. La méthode de vérification consiste donc à déterminer  $\beta_a$  pour chaque transition et voir s'ils sont différents.

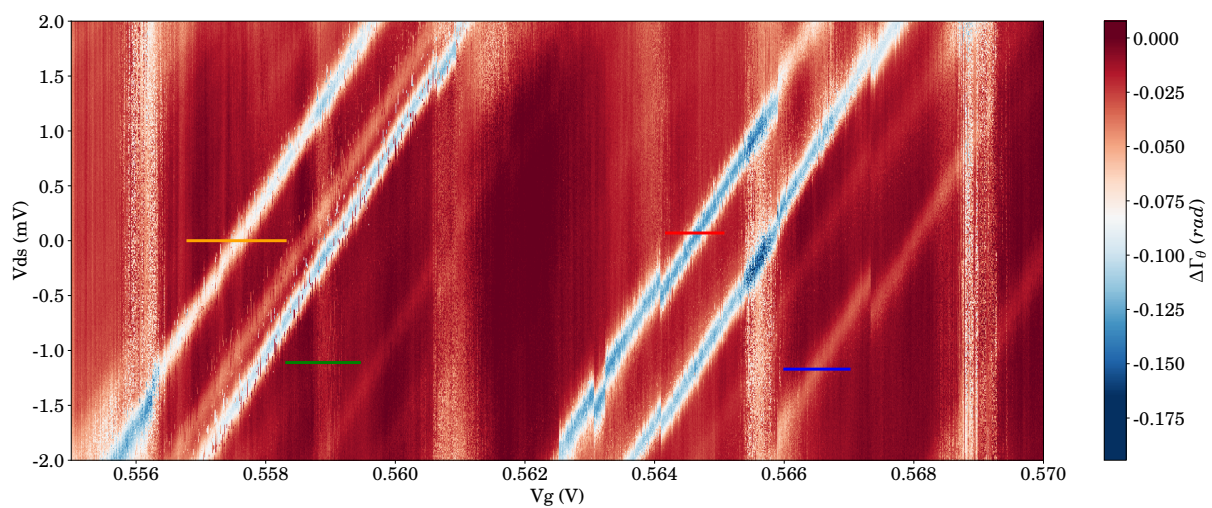
Le facteur  $\beta_a$  est déterminé en utilisant l'équation 3.5 et le taux tunnel déterminé avec les mesures en phase. L'équation 3.5 est trouvée de la même manière que l'équation 3.4, mais à partir de l'équation 1.20.

$$\beta_a = \frac{4k_B T \Delta V_{RF}}{\gamma(\alpha e)^2} \left( 1 + \left( \frac{\gamma}{f_0} \right)^2 \right) \quad (3.5)$$

Une fois les quatre  $\beta_a$  obtenus, une moyenne est faite pour obtenir un même facteur. Les variations maximales de conductance sont ensuite recalculées avec le  $\beta_a$  moyen puis tracées en fonction du taux tunnel avec la courbe théorique 3.3. Le résultat est présenté à la figure 3.12(b) et montre que les données expérimentales suivent la courbe théorique, confirmant la méthode d'analyse.

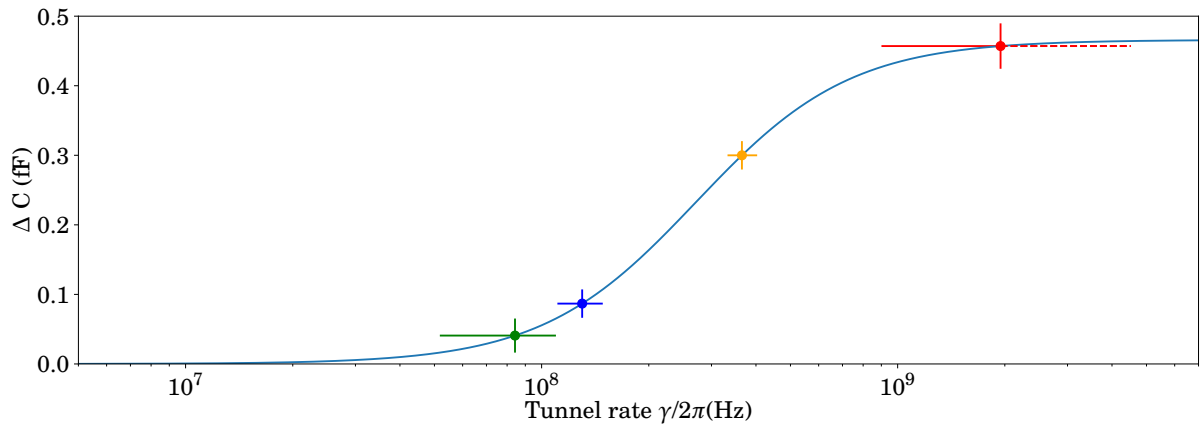


(a) Amplitude RF

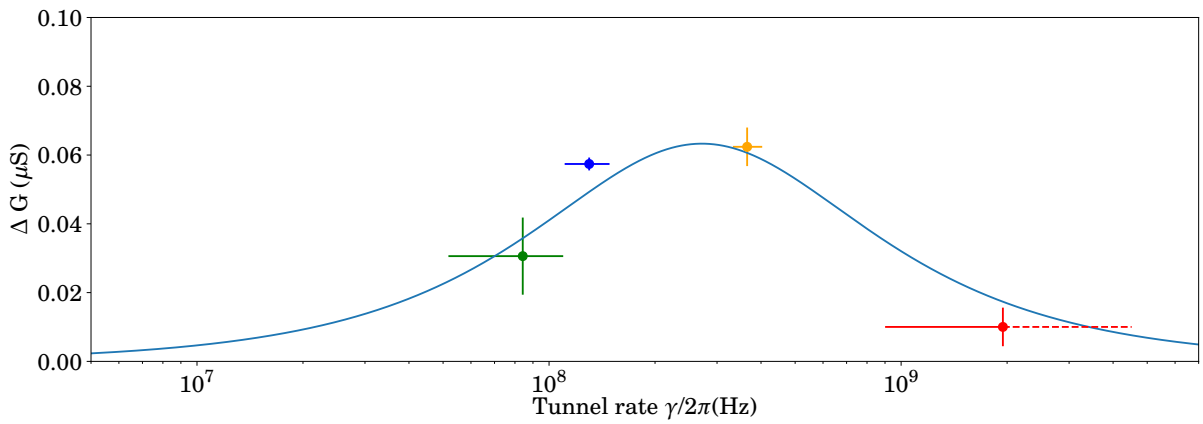


(b) Phase RF

FIGURE 3.11 – Diagramme de stabilité en réflectométrie en amplitude (a) et en phase (b) montrant diverses transitions. Les lignes de couleur présentent les transitions sélectionnées pour calculer la température électronique et le taux tunnel.



(a) Amplitude RF



(b) Phase RF

FIGURE 3.12 – Variation de capacité (a) et de conductance (b) en fonction du taux tunnel. Les courbes bleues sont décrites par les équations 1.21 et 1.20. Les points de couleurs sont les données expérimentales provenant des transitions présentées à la figure 3.11.

### 3.4 Sensibilité de charge

Dans cette dernière section, un nouveau montage 3.13 est fait dans le but de mesurer la sensibilité de charge des deux types de mesure réflectométrie et transport et ainsi comparer quantitativement leur sensibilité respective.

La sensibilité de charge se calcul à partir du ratio signal sur bruit (SNR). Pour obtenir le SNR, il faut osciller autour d'une transition électronique en mesurant le spectre du signal causé par le saut de charge. Si la fréquence de l'oscillation est très petite face au taux tunnel de la transition, le spectre du signal devrait avoir l'allure d'un pic, ayant une certaine largeur, centrée à la fréquence de l'oscillation. L'amplitude du pic divisé par le *offset* donne le SNR.

Le montage pour mesurer la sensibilité de charge est présenté à la figure 3.13. La section à froid reste la même que précédemment, seule la partie à température ambiante subit des modifications. Tout d'abord, la source de tension  $V_g$  est remplacée par un générateur de formes d'onde arbitraires (AWG) d'Agilent Technologies. Cet ajout permet d'envoyer une modulation sur la grille (10 kHz) additionnée d'une tension DC contrôlant le potentiel de la boîte quantique. C'est ainsi qu'est produite l'oscillation autour d'une transition. Pour la sensibilité des mesures de transport, le détecteur synchrone SR230 est retiré et la ligne du signal est connectée à un analyseur de spectre. Pour ce qui est de la sensibilité des mesures de réflectométrie, le détecteur ZI demeure, mais seulement pour générer l'excitation RF essentielle à la mesure. La ligne du signal réfléchi est elle aussi connectée à un analyseur de spectre.

Une fois le SNR obtenue, l'équation 3.6 est utilisée pour calculer la sensibilité de charge  $\delta q$  [50].  $\Delta q$  est l'amplitude RMS de la modulation de charge sur la grille,  $B$  est la bande passante de résolution de l'analyseur de spectre et  $SNR$  est le ratio signal sur bruit.

$$\delta q = \frac{\Delta q}{\sqrt{2B} * 10^{SNR/20}} \quad (3.6)$$

Le SNR de la mesure de transport s'évalue en mesurant le spectre autour de la fréquence de modulation de l'AWG. Un ajustement gaussien est fait sur le signal

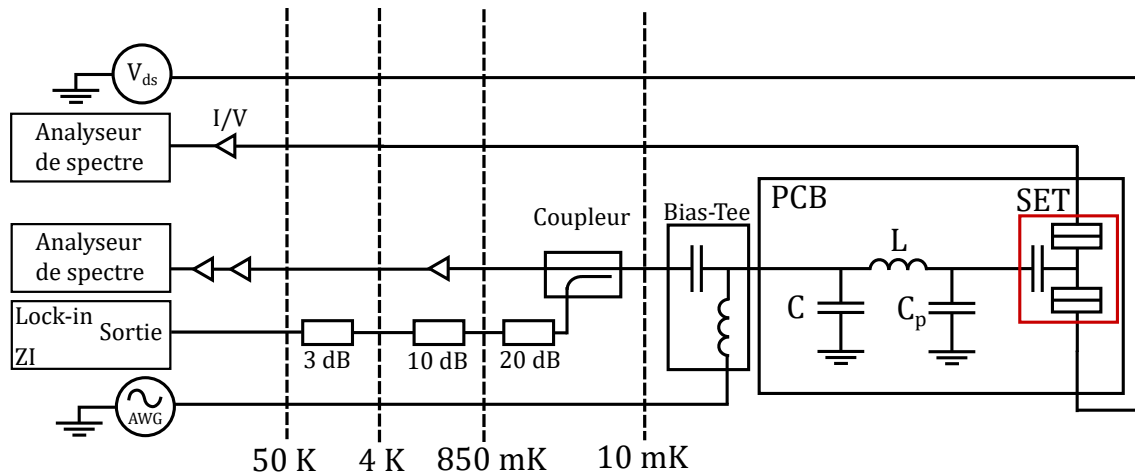


FIGURE 3.13 – Schéma de montage pour les mesures de sensibilité de charge.

et le ratio de l'amplitude sur l'*offset* donne le SNR. Dans le cas de la réflectométrie, une multiplication de deux fréquences est envoyée sur la grille (l'excitation RF à la fréquence de résonance du circuit LC et la modulation). Le spectre résultant est alors un pic principal à la fréquence de résonance accompagné de deux bandes latérales à la fréquence de résonance plus ou moins la fréquence de modulation. Les bandes latérales sont le signal étudié sur lequel on y extrait le SNR. La figure 3.14 montre le spectre en réflectométrie avec les bandes latérales.

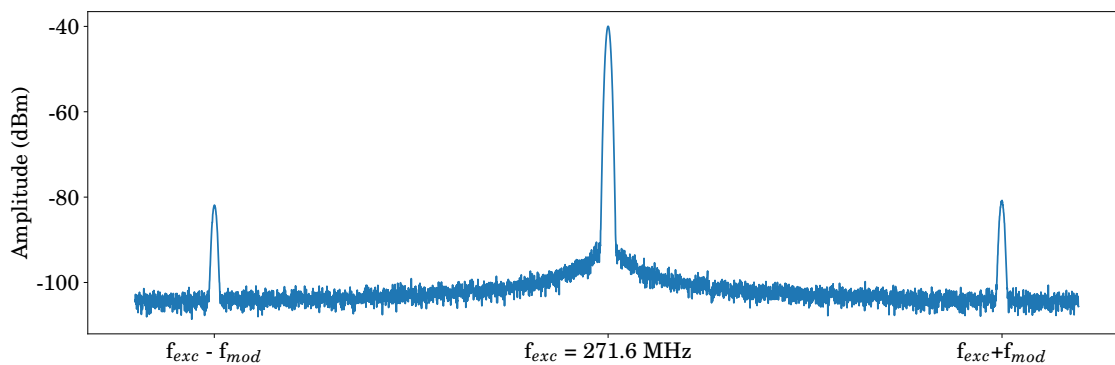


FIGURE 3.14 – Spectre montrant les bandes latérales de la mesure de sensibilité de charge en réflectométrie. Le pic central correspond à l'excitation RF envoyée à la fréquence de résonance  $f_{exc} = 271.6$  MHz. Les pics de part et d'autre du pic central sont les bandes latérales causées par la modulation. Elles apparaissent à des fréquences  $f_{exc} - f_{exc}$  et  $f_{exc} + f_{exc}$  lorsque la modulation est centrée autour d'une transition, c'est-à-dire lors d'un déplacement de charge.

Le SNR est ensuite optimisé. Quatre paramètres influencent le SNR ; l'amplitude

de la modulation, la fréquence de la modulation, la tension de grille et l'amplitude de l'excitation (seulement pour la réflectométrie). Chacun de ces paramètres est balayé indépendamment et la valeur maximisant le SNR est sélectionnée.

Avec  $\Delta q = 0.000525e_{rms}$ ,  $B = 10$  Hz et un SNR maximisé pour les deux méthodes, les sensibilités obtenues sont de  $6.0 \mu e/\sqrt{Hz}$  pour la mesure de transport et  $5.8 \mu e/\sqrt{Hz}$  pour la mesure de réflectométrie.

Ces résultats montrent des sensibilités de charge similaires pour les deux méthodes de détection. Il serait cependant possible d'améliorer la sensibilité de la réflectométrie RF en diminuant le bruit pour augmenter le SNR. Une façon simple de le faire est d'ajouter des filtres pour ne laisser passer qu'une bande de fréquence autour de la résonance permettant de diminuer le bruit ainsi que la température électronique. La sensibilité de charge obtenue demeure toutefois excellente et même si elle ne représente pas un gain comparé la mesure de transport, la réflectométrie RF détecte malgré tout plus de transitions électroniques.

# Conclusion

Ce mémoire présente la mise en place d'une chaîne de mesure de détection de charge par réflectométrie radio fréquence à très basse température. Cette méthode qui nécessite l'adaptation d'impédance d'un circuit résonant à 10 mK constitue une solution efficace à la mise à l'échelle des qubits de spin. Ce projet compare la réflectométrie à la méthode habituelle de détection de charge qui consiste à l'emploi d'un transistor monoélectronique comme détecteur. Cette dernière requiert l'ajout d'un dispositif et de multiples contacts, encombrant significativement la puce autour du qubit.

Dans un premier temps, deux chaînes de mesure ont été conçues, une à 4 K et une à 10 mK. Le montage réflectométrie comprend un PCB conçu et élaboré afin de mesurer une grande variété de dispositifs possédant un système pour protéger les échantillons contre les décharges électrostatiques. La partie clé de l'élaboration du montage réside dans l'adaptation d'impédance du circuit résonant à basse température. Pour y arriver, la dépendance en température des différents composants du circuit a été caractérisée et intégrée aux étapes de développement.

Dans un deuxième temps, des mesures sur un SET en régime de blocage de Coulomb ont été effectuées en réflectométrie et en transport simultanément. Les mesures en transport, plus connues et bien maîtrisées, ont servi de référence pour valider les mesures de réflectométrie. En effet, la comparaison des diagrammes de stabilité a démontré la correspondance entre le signal réfléchi et le mouvement d'une charge détecté par transport. Des mesures sous le seuil du transistor ont ensuite montré que la réflectométrie radio fréquence permet la détection d'impuretés (donneur, défaut d'oxyde, etc.), mesures importantes pour la caractérisation d'échantillon. Cette détection se fait par le biais de mouvement de charge qui ne contribue pas au courant,



ne pouvant donc pas être détecté par des mesures de transport. Bien que la détection d'impureté a été effectuée en comparant les mesures de réflectométrie et de transport, il est possible, à l'aide des diamants de Coulomb, de déterminer si une transition est associée à l'îlot du SET ou à une impureté et ce, sans mesures de transport.

Finalement, la température électronique ainsi que le taux tunnel ont été déterminés à partir des mesures de réflectométrie. Cette analyse des données, basée sur la représentation du transistor à un électron en régime de blocage de Coulomb par une admittance complexe ainsi que des principes de la physique statistique, complète l'étude des dispositifs permettant de s'affranchir des mesures de transport.

## Perspective

La suite du projet se divise ; l'amélioration du montage et les futures mesures. Pour l'amélioration du montage, plusieurs avenues restent à explorer. Tout d'abord, l'intégration d'un circuit de capacité variable pourrait grandement faciliter l'adaptation d'impédance à basse température. Ce mémoire présente déjà les premières étapes vers cette amélioration, mais certains défis restent encore à être relevés. Deuxièmement, sans les mesures de transport, la vitesse de mesure par réflectométrie RF pourrait certainement être optimisée et réaliser ainsi son plein potentiel. Effectivement, la réponse rapide du système est l'un des avantages des mesures haute fréquence. Troisièmement, il serait intéressant d'augmenter la fréquence d'excitation et ainsi sonder des événements se produisant à plus hautes fréquences. Pour finir, il serait possible d'augmenter la sensibilité de charge en améliorant le facteur de qualité par le biais d'une inductance supraconductrice lithographiée sur la puce de silicium [45]. Quant aux futures mesures à réaliser avec la technique de réflectométrie RF mise en place, une lecture de spin en réflectométrie radio fréquence [47, 51, 52] est certainement l'option la plus attrayante. Les avenues connues jusqu'à maintenant sont soit la mesure des états singulet-triplet de spin, soit l'utilisation d'un SET, ce qui perd cependant l'intérêt pour la mise à l'échelle. Outre la mesure de spin, la caractérisation d'autres échantillons en réflectométrie est bien sûr une suite intéressante au projet, spécialement si les échantillons sont fabriqués au sein de l'équipe. Ces mesures pourraient aider à repérer des défauts et ainsi améliorer les procédés de fabrication.

Somme toute, le travail effectué dans le cadre de ce mémoire offre une nouvelle lunette à l'équipe pour l'étude des dispositifs quantiques. La réflectométrie radio fréquence offre un grand avantage quant à la détection de pièges électroniques. Bien qu'il reste des améliorations à apporter au montage, celui-ci permet déjà des mesures de qualités comparables à celles en transport.

# Bibliographie

- [1] Thomas H. Lee. *The Design of CMOS Radio-Frequency Integrated Circuits*. Cambridge University Press, (2003). [cf. p. 1]
- [2] Sanford L Moskowitz. *Advanced Materials Innovation*. John Wiley & Sons, Inc., (2016). [cf. p. 1]
- [3] William C. Hittinger. Metal-oxide-semiconductor technology. *Scientific American* **229**(2), 48–59 (1973). [cf. p. 1]
- [4] Gordon E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits, reprinted from electronics, volume 38, number 8, april 19, 1965, pp.114 ff. *IEEE Solid-State Circuits Society Newsletter* **11**(3), 33–35 (2006). [cf. p. 1]
- [5] Paul Benioff. The computer as a physical system : A microscopic quantum mechanical hamiltonian model of computers as represented by turing machines. *Journal of Statistical Physics* **22**(5), 563–591 (1980). [cf. p. 1]
- [6] David P. DiVincenzo. The physical implementation of quantum computation. *Fortschritte der Physik* **48**(9-11), 771–783 (2000). [cf. p. 1]
- [7] John Clarke et Frank K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. *Nature* **453**(7198), 1031–1042 (2008). [cf. p. 1]
- [8] Alexandre Blais, Ren-Shou Huang, Andreas Wallraff, S. M. Girvin et R. J. Schoelkopf. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits : An architecture for quantum computation. *Phys. Rev. A* **69**(6) (2004). [cf. p. 1]
- [9] John M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado et C. Urbina. Rabi oscillations in a large josephson-junction qubit. *Phys. Rev. Lett.* **89**(11) (2002). [cf. p. 1]
- [10] Bjoern Lekitsch, Sebastian Weidt, Austin G. Fowler, Klaus Mølmer, Simon J. Devitt, Christof Wunderlich et Winfried K. Hensinger. Blueprint for a microwave trapped ion quantum computer. *Sci. Adv.* **3**(2), e1601540 (2017). [cf. p. 1]
- [11] Floris A. Zwanenburg, Andrew S. Dzurak, Andrea Morello, Michelle Y. Simmons, Lloyd C. L. Hollenberg, Gerhard Klimeck, Sven Rogge, Susan N. Coppersmith et Mark A. Eriksson. Silicon quantum electronics. *Reviews of Modern Physics* **85**(3), 961–1019 (2013). [cf. p. 1, 29]

- [12] Jarryd J. Pla, Kuan Y. Tan, Juan P. Dehollain, Wee H. Lim, John J. L. Morton, David N. Jamieson, Andrew S. Dzurak et Andrea Morello. A single-atom electron spin qubit in silicon. *Nature* **489**(7417), 541–545 (2012). [cf. p. 1]
- [13] Jarryd J. Pla, Kuan Y. Tan, Juan P. Dehollain, Wee H. Lim, John J. L. Morton, Floris A. Zwanenburg, David N. Jamieson, Andrew S. Dzurak et Andrea Morello. High-fidelity readout and control of a nuclear spin qubit in silicon. *Nature* **496**(7445), 334–338 (2013). [cf. p. 1, 2]
- [14] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha et L. M. K. Vandersypen. Spins in few-electron quantum dots. *Reviews of Modern Physics* **79**(4), 1217–1265 (2007). [cf. p. 1, 2]
- [15] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen et L. P. Kouwenhoven. Single-shot read-out of an individual electron spin in a quantum dot. *Nature* **430**(6998), 431–435 (2004). [cf. p. 1, 2]
- [16] Bethany M. Hudak, Jiaming Song, Hunter Sims, M. Claudia Tropicovsky, Travis S. Humble, Sokrates T. Pantelides, Paul C. Snijders et Andrew R. Lupini. Directed atom-by-atom assembly of dopants in silicon. *ACS Nano* **12**(6), 5873–5879 (2018). [cf. p. 2]
- [17] M. A. Kastner. The single-electron transistor. *Reviews of Modern Physics* **64**(3), 849–858 (1992). [cf. p. 2]
- [18] Michel H. Devoret, Daniel Esteve et Cristian Urbina. Single-electron transfer in metallic nanostructures. *Nature* **360**(6404), 547–553 (1992). [cf. p. 2]
- [19] Michel H. Devoret et Robert J. Schoelkopf. Amplifying quantum signals with the single-electron transistor. *Nature* **406**(6799), 1039–1046 (2000). [cf. p. 2]
- [20] E. Dupont-Ferrier, B. Roche, B. Voisin, X. Jehl, R. Wacquez, M. Vinet, M. Sanquer et S. De Franceschi. Coherent coupling of two dopants in a silicon nanowire probed by landau-zener-stückelberg interferometry. *Phys. Rev. Lett.* **110**(13) (2013). [cf. p. 2]
- [21] B. Roche, R.-P. Riwar, B. Voisin, E. Dupont-Ferrier, R. Wacquez, M. Vinet, M. Sanquer, J. Splettstoesser et X. Jehl. A two-atom electron pump. *Nat. Commun.* **4**(1) (2013). [cf. p. 2]
- [22] B. Roche, E. Dupont-Ferrier, B. Voisin, M. Cobian, X. Jehl, R. Wacquez, M. Vinet, Y.-M. Niquet et M. Sanquer. Detection of a large valley-orbit splitting in silicon with two-donor spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **108**(20) (2012). [cf. p. 2]
- [23] E. Dupont-Ferrier, B. Roche, B. Voisin, M. Pierre, X. Jehl, M. Sanquer, S. De Franceschi, R. Wacquez et M. Vinet. Transport measurement across single and coupled dopants implanted in a CMOS channel. Dans *2012 International Semiconductor Conference Dresden-Grenoble (ISCDG)*. IEEE, (2012). [cf. p. 2]
- [24] M. Pierre, R. Wacquez, X. Jehl, M. Sanquer, M. Vinet et O. Cueto. Single-donor ionization energies in a nanoscale CMOS channel. *Nature Nanotechnology* **5**(2), 133–137 (2009). [cf. p. 2]

- [25] R. Maurand, X. Jehl, D. Kotekar-Patil, A. Corna, H. Bohuslavskyi, R. Laviéville, L. Hutin, S. Barraud, M. Vinet, M. Sanquer et S. De Franceschi. A CMOS silicon spin qubit. *Nat. Commun.* **7**(1) (2016). [cf. p. 2]
- [26] M. Veldhorst, H. G. J. Eenink, C. H. Yang et A. S. Dzurak. Silicon CMOS architecture for a spin-based quantum computer. *Nat. Commun.* **8**(1) (2017). [cf. p. 2]
- [27] Martin Fuechsle, Jill A. Miwa, Suddhasatta Mahapatra, Hoon Ryu, Sunhee Lee, Oliver Warschkow, Lloyd C. L. Hollenberg, Gerhard Klimeck et Michelle Y. Simmons. A single-atom transistor. *Nature Nanotechnology* **7**(4), 242–246 (2012). [cf. p. 2]
- [28] C. J. Wellard, L. C. L. Hollenberg et S. Das Sarma. Theory of the microwave spectroscopy of a phosphorus-donor charge qubit in silicon : Coherent control in theSi :pquantum-computer architecture. *Phys. Rev. B* **74**(7) (2006). [cf. p. 2]
- [29] Jarryd J. Pla, Fahd A. Mohiyaddin, Kuan Y. Tan, Juan P. Dehollain, Rajib Rahman, Gerhard Klimeck, David N. Jamieson, Andrew S. Dzurak et Andrea Morello. Coherent control of a SingleSi29nuclear spin qubit. *Phys. Rev. Lett.* **113**(24) (2014). [cf. p. 2]
- [30] Andrea Morello, Jarryd J. Pla, Floris A. Zwanenburg, Kok W. Chan, Kuan Y. Tan, Hans Huebl, Mikko Möttönen, Christopher D. Nugroho, Changyi Yang, Jessica A. van Donkelaar, Andrew D. C. Alves, David N. Jamieson, Christopher C. Escott, Lloyd C. L. Hollenberg, Robert G. Clark et Andrew S. Dzurak. Single-shot readout of an electron spin in silicon. *Nature* **467**(7316), 687–691 (2010). [cf. p. 2]
- [31] M. Koltonyuk, D. Berman, N. B. Zhitenev, R. C. Ashoori, L. N. Pfeiffer et K. W. West. Single-electron capacitance spectroscopy of vertical quantum dots using a single-electron transistor. *Appl. Phys. Lett.* **74**(4), 555–557 (1999). [cf. p. 2]
- [32] M. Veldhorst, C. H. Yang, J. C. C. Hwang, W. Huang, J. P. Dehollain, J. T. Muhonen, S. Simmons, A. Laucht, F. E. Hudson, K. M. Itoh, A. Morello et A. S. Dzurak. A two-qubit logic gate in silicon. *Nature* **526**(7573), 410–414 (2015). [cf. p. 2]
- [33] M. Veldhorst, J. C. C. Hwang, C. H. Yang, A. W. Leenstra, B. de Ronde, J. P. Dehollain, J. T. Muhonen, F. E. Hudson, K. M. Itoh, A. Morello et A. S. Dzurak. An addressable quantum dot qubit with fault-tolerant control-fidelity. *Nature Nanotechnology* **9**(12), 981–985 (2014). [cf. p. 2]
- [34] J. R. Petta. Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots. *Science* **309**(5744), 2180–2184 (2005). [cf. p. 2]
- [35] R. J. Schoelkopf. The radio-frequency single-electron transistor (RF-SET) : A fast and ultrasensitive electrometer. *Science* **280**(5367), 1238–1242 (1998). [cf. p. 2, 6]
- [36] A. Aassime, D. Gunnarsson, K. Bladh, P. Delsing et R. Schoelkopf. Radio-frequency single-electron transistor : Toward the shot-noise limit. *Appl. Phys. Lett.* **79**(24), 4031–4033 (2001). [cf. p. 2]

- [37] B. J. Villis, A. O. Orlov, X. Jehl, G. L. Snider, P. Fay et M. Sanquer. Defect detection in nano-scale transistors based on radio-frequency reflectometry. *Appl. Phys. Lett.* **99**(15), 152106 (2011). [cf. p. 2, 28]
- [38] B. J. Villis, A. O. Orlov, S. Barraud, M. Vinet, M. Sanquer, P. Fay, G. Snider et X. Jehl. Direct detection of a transport-blocking trap in a nanoscaled silicon single-electron transistor by radio-frequency reflectometry. *Appl. Phys. Lett.* **104**(23), 233503 (2014). [cf. p. 2]
- [39] Samuel J. Hile, Matthew G. House, Eldad Peretz, Jan Verduijn, Daniel Widmann, Takashi Kobayashi, Sven Rogge et Michelle Y. Simmons. Radio frequency reflectometry and charge sensing of a precision placed donor in silicon. *Appl. Phys. Lett.* **107**(9), 093504 (2015). [cf. p. 2]
- [40] Thomas A. Zirkle, Matthew J. Filmer, Jonathan Chisum, Alexei O. Orlov, Eva Dupont-Ferrier, Joffrey Rivard, Matthew Huebner, Marc Sanquer, Xavier Jehl et Gregory L. Snider. Radio frequency reflectometry of single-electron box arrays for nanoscale voltage sensing applications. *Applied Sciences* **10**(24), 8797 (2020). [cf. p. 2, 31]
- [41] David M. Pozar. *Microwave Engineering*. WILEY, (2011). [cf. p. 5]
- [42] K.K. Likharev. Single-electron devices and their applications. *Proceedings of the IEEE* **87**(4), 606–632 (1999). [cf. p. 6]
- [43] James C. Frake, Shinya Kano, Chiara Ciccarelli, Jonathan Griffiths, Masanori Sakamoto, Toshiharu Teranishi, Yutaka Majima, Charles G. Smith et Mark R. Buitelaar. Radio-frequency capacitance spectroscopy of metallic nanoparticles. *Sci. Rep.* **5**(1) (2015). [cf. p. 10]
- [44] Lawrence G. Rubin. Low temperature electronics : Physics, devices, circuits, and applications low temperature electronics : Physics, devices, circuits, and applications , edmund a. gutiérrez-d. , m. jamal deen , and cor l. claeys academic press, san diego, calif., 2001, \$299.00 (964 pp.). ISBN 0-12-310675-3. *Physics Today* **55**(5), 62–63 (2002). [cf. p. 23]
- [45] Imtiaz Ahmed, James A. Haigh, Simon Schaal, Sylvain Barraud, Yi Zhu, Chang min Lee, Mario Amado, Jason W. A. Robinson, Alessandro Rossi, John J. L. Morton et M. Fernando Gonzalez-Zalba. Radio-frequency capacitive gate-based sensing. *Phys. Rev. Appl.* **10**(1) (2018). [cf. p. 27, 46]
- [46] M. G. House, T. Kobayashi, B. Weber, S. J. Hile, T. F. Watson, J. van der Heijden, S. Rogge et M. Y. Simmons. Radio frequency measurements of tunnel couplings and singlet–triplet spin states in si :p quantum dots. *Nat. Commun.* **6**(1) (2015). [cf. p. 28]
- [47] P. Pakkiam, A. V. Timofeev, M. G. House, M. R. Hogg, T. Kobayashi, M. Koch, S. Rogge et M. Y. Simmons. Single-shot single-gate rf spin readout in silicon. *Phys. Rev. X* **8**(4) (2018). [cf. p. 28, 46]

- [48] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, J. S. Weiner, L. N. Pfeiffer, S. J. Pearton, K. W. Baldwin et K. W. West. Single-electron capacitance spectroscopy of discrete quantum levels. *Phys. Rev. Lett.* **68**(20), 3088–3091 (1992). [cf. p. 35]
- [49] Carina Fasth Andreas Fuhrer. Coulomb blockade in quantum dots additional reading complementing the lecture notes, (2007). [cf. p. 35]
- [50] Henrik Brenning, Sergey Kafanov, Tim Duty, Sergey Kubatkin et Per Delsing. An ultrasensitive radio-frequency single-electron transistor working up to 4.2 k. *J. Appl. Phys.* **100**(11), 114321 (2006). [cf. p. 42]
- [51] Matias Urdampilleta, David J. Niegemann, Emmanuel Chanrion, Baptiste Jadot, Cameron Spence, Pierre-André Mortemousque, Christopher Bäuerle, Louis Hutin, Benoit Bertrand, Sylvain Barraud, Romain Maurand, Marc Sanquer, Xavier Jehl, Silvano De Franceschi, Maud Vinet et Tristan Meunier. Gate-based high fidelity spin readout in a CMOS device. *Nature Nanotechnology* **14**(8), 737–741 (2019). [cf. p. 46]
- [52] D. Keith, M. G. House, M. B. Donnelly, T. F. Watson, B. Weber et M. Y. Simmons. Single-shot spin readout in semiconductors near the shot-noise sensitivity limit. *Phys. Rev. X* **9**(4) (2019). [cf. p. 46]